AKUSTISCHE ZEITSCHRIFT

Zweites Heft | Vierter Jahrgang | März 1939

Ohms akustisches Gesetz

Von Ferdinand Trendelenburg, Berlin-Siemensstadt

Am 16. März 1939 feiert die Wissenschaft den 150. Geburtstag GEORG SIMON OHMS[1]). Der Name OHMS ist der wissenschaftlich-technischen Welt in erster Linie als der Name desjenigen Forschers bekannt, welcher das Grundgesetz der Stromleitung in metallischen Körpern fand. Nicht minder wichtig aber sind die Arbeiten OHMS in der Akustik. Auch ein akustisches Gesetz, dessen allgemeine Bedeutung derjenigen des OHMschen Gesetzes der Elektrizitätslehre keineswegs nachsteht, trägt wie dieses seinen Namen.

Georg Simon Ohm

OHM veröffentlichte 1843[2]) eine Arbeit mit dem Titel: „Über die Definition des Tones nebst daran geknüpfter Theorie der Sirene." Er definierte in dieser Arbeit zunächst als Ton einen solchen Schallvorgang, welcher eine rein sinusförmige Schwingungsform besitzt. Auch heute noch wird diese von OHM stammende Definition unter den vom Deutschen Akustischen Ausschuß festgelegten Benennungen geführt.

Zur Klärung, ob in einem zusammengesetzten Schallvorgang ein „Ton" enthalten ist oder nicht, benutzt OHM das FOURIERsche Theorem, d. h. also, er zerlegte durch FOURIER-Analyse den zusammengesetzten Schallvorgang in eine FOURIER-Reihe von rein sinusförmigen Schwingungen: in die Grundschwingung und in die zu dieser harmonischen Oberschwingungen.

Die Anwendung des FOURIER-Prinzips für akustische Schwingungsvorgänge hat sich als ein sehr fruchtbarer Schritt erwiesen. Ist es doch durch die Anwendung der FOURIER-Darstellung möglich, die Eigenschaften noch so verwickelt scheinender Schallvorgänge auf das anschaulichste herauszuarbeiten. Auch heute noch wird von der FOURIER-Darstellung auf allen Gebieten der Akustik ständig Gebrauch gemacht. Um hierzu nur ein Beispiel zu bringen, sei auf die grundlegende Fragestellung der Klangübertragungstechnik, in welcher Weise verändert sich ein natürlicher Schallvorgang bei der Übertragung, hingewiesen. Zur Beantwortung dieser Frage zerlegt man den auf das System wirkenden Schallvorgang zunächst in seine FOURIER-Komponenten und prüft dann, in welcher Weise die einzelnen Teilschwingungen

[1]) GEORG SIMON OHM wurde am 16. 3. 1789 in Erlangen geboren. Von 1805—1811 studierte er in seiner Vaterstadt Physik, Mathematik und Philosophie. 1813 wurde er Lehrer in Bamberg, 1817 Oberlehrer für Mathematik und Physik in Köln a. Rh. 1833—1849 wirkte er als Professor und Rektor am Polytechnikum in Nürnberg, anschließend als Referent für das Telegraphenwesen und Ordinarius in München, wo er am 7. 7. 1854 starb.

[2]) G. S. OHM. Pogg. Ann. d. Physik. 135, S. 513, 1843.

durch das Übertragungssystem verändert werden; man kann dann beurteilen, inwieweit der Gesamtvorgang durch die Übertragung beeinflußt wird.

Die von OHM zuerst vorgenommene Heranziehung des FOURIER-Prinzips zur Bearbeitung akustischer Fragen ist um so höher zu bewerten, als FOURIER selbst die große Bedeutung seines Prinzips zur Klärung von Fragen der Schwingungslehre zweifelsohne noch nicht erkannt hatte. FOURIER hatte sein Theorem bei der theoretischen Behandlung von Fragen der Wärmelehre abgeleitet, er benutzte es zur Lösung der Wärmeleitungsgleichung, also zur Behandlung einer Aufgabe, die mit Schwingungen nichts zu tun hat. Bezüglich der Anwendbarkeit des Prinzips auf dem Gebiet der Schwingungslehre findet sich in den Werken FOURIERS nur eine ganz kurze Bemerkung[1]). FOURIER weist nämlich lediglich darauf hin, daß das neue Theorem die noch bestehenden Unklarheiten in der von D. BERNOUILLI aufgestellten Theorie der schwingenden Saite kläre.

OHM beschäftigte sich dann noch in einer weiteren, den Titel „Noch ein paar Worte zur Definition des Tones" tragenden Arbeit[2]), mit der Frage, wie zusammengesetzte Schallvorgänge auf das Ohr wirken.

HERMANN VON HELMHOLTZ[3]) hat das Ergebnis dieser Untersuchungen OHMS folgendermaßen zusammengefaßt: „Das menschliche Ohr empfindet nur eine pendelartige Schwingung der Luft als einfachen Ton, jede andere periodische Luftbewegung zerlegt es in eine Reihe von pendelartigen Schwingungen und empfindet die diesen entsprechende Reihe von Tönen." Diese von HELMHOLTZ gewählte prägnante Formulierung bezeichnet man heute als das OHMsche Grundgesetz der Akustik.

Die Dinge liegen nach OHMS Untersuchungen derart, daß die FOURIER-Darstellung nicht allein eine sehr fruchtbare mathematische Darstellungsart ist, sondern daß sie insofern den natürlichen Verhältnissen besonders gut nahekommt, als das Ohr selbst eine Art von FOURIER-Analyse vornimmt.

Die Richtigkeit der Ansichten OHMS ist durch experimentelle Untersuchungen von S. BRANDT[1]) und vor allen Dingen von H. VON HELMHOLTZ nachgewiesen worden. HELMHOLTZ führte als erster eine Bestimmung der Stärke der Teiltöne von Klängen in der Weise durch, daß er die Klänge unter Benutzung verschieden abgestimmter Resonatoren beobachtete. Er konnte auf diese Weise die einzelnen Teiltöne isolieren, ihre Stärke subjektiv abschätzen und so zum erstenmal eine in gewissem Sinne quantitative Schallanalyse durchführen. Heute stehen uns elektrische Methoden der Klanganalyse zur Verfügung, die uns im Zeitraum von wenigen Minuten eine sehr genaue objektive Klanganalyse ermöglichen.

Anschließend an die klassischen Untersuchungen von HELMHOLTZ wurden zahlreiche physikalische und physiologische Untersuchungen am Ohr durchgeführt, alle diese Untersuchungen bestätigten die grundsätzliche Richtigkeit der OHMschen Anschauungen. Darüber hinaus ließen die Untersuchungen im einzelnen erkennen, in welchen Punkten das Verhalten des Ohres von demjenigen eines idealen FOURIER-Analysators abweicht. Es sind hier vor allen Dingen die durch die Frequenzabhängigkeit der Ohrempfindlichkeit und durch die Kombinationstoneffekte bedingten Abweichungen (welch letztere übrigens von OHM selbst bereits diskutiert wurden) zu berücksichtigen, ferner sind die endliche Analysierschärfe des menschlichen Ohres und die hierdurch bedingten Schwebungseffekte sowie die Verdeckungseffekte in Rechnung zu stellen. OHM selbst war zwar der Mechanismus des Ohres im einzelnen noch nicht bekannt, um so mehr ist die Genialität zu bewundern, mit welcher er das grundlegende Prinzip der Zuordnung von Schallreiz und Schallempfindung erkannte.

[1]) J. P. Fourier Théorie analytique de la Chaleur Paris 1822, S. 249.

[2]) G. S. OHM. Pogg. Ann. d. Physik. 138, S. 1, 1844.

[3]) HERMANN VON HELMHOLTZ, Die Lehre von den Tonempfindungen, 6. Aufl., Braunschweig 1913, S. 97.

[1]) S. BRANDT. Pogg. Ann. d. Phys. 112, (1861), S. 324. BRANDT zeigte in dieser — übrigens bereits 1855 abgeschlossenen Untersuchung —, wie man verschiedene Teiltöne von Klängen einer angezupften Saite durch entsprechende Wahl der Anzupfstelle herausheben kann, so daß sie subjektiv leicht zu erkennen sind.

AKUSTISCHE ZEITSCHRIFT

Zweites Heft | Vierter Jahrgang | März 1939

Akustische Eigenschaften klanglich hervorragender Geigen[1])

Von Hermann Meinel

Mitteilung aus dem Institut für Schwingungsforschung an der Technischen Hochschule Berlin

(Mit 11 Textabbildungen)

I. Einleitung

Die meisten physikalischen Arbeiten über die Geige dienen im wesentlichen der Beantwortung folgender Fragen:

1. Auf welche Weise können die akustischen Eigenschaften von Geigen festgestellt werden?
2. Worin bestehen die akustischen Eigenschaften klanglich hervorragender Geigen?
3. Wie lassen sich diese besonderen Eigenschaften guter Geigen beim Bau planvoll erreichen?

Alle drei Fragen, die übrigens in ähnlicher Form bei der Untersuchung aller Musikinstrumente auftreten, sind von erheblicher kultureller und technischer Bedeutung, und die ersten beiden wurden auch bereits mehrfach bearbeitet, ohne daß allerdings bisher die zweite Frage einer befriedigenden Lösung hätte nahegebracht werden können. Im folgenden wird deshalb versucht, über die akustischen Eigenschaften klanglich besonders guter Geigen etwas Klarheit zu gewinnen.

Das kann auf verschiedene Weise geschehen. Nahe liegt die auch in unserem Falle durchgeführte Untersuchung altitalienischer Meistergeigen[2]), und zwar besonders dann, wenn man annimmt, daß diese Geigen in ungewöhnlichem Maße die Eigenschaften klanglich besonders hervorragender Geigen besitzen. Dann ist es nämlich nur notwendig, eine größere Reihe solcher Geigen physikalisch zu untersuchen, um ihre Besonderheiten festzustellen. So wurde bisher auch meistens verfahren. Indes ist unsere Annahme nicht genügend begründet; es lassen sich Erscheinungen anführen, die an der unbedingten Überlegenheit altitalienischer Meistergeigen zweifeln lassen könnten.

So schreibt Leopold Mozart, Kapellmeister im Orchester des Erzbischofs von Salzburg, der Vater von Wolfgang Amadeus, ein gründlicher Kenner der seinerzeitigen Verhältnisse, 1756 in seiner berühmten Violinschule[3]): „Das bedaurlichste ist, daß unsere heutigen Instrumentmacher sich bey Verfertigung ihrer Arbeit so gar wenig Mühe geben. Ja was noch mehr? Daß ein ieder nach seinem Kopfe und Gutgedüncken so hin arbeitet, ohne einen gewissen Grund in einem oder dem andern Stücke zu haben ... Der gelehrte Herr M. Lorenz Mizler, hat vor einigen Jahren schon den nie genug zu rühmenden Vorschlag gethan, eine Gesellschaft musikalischer Wissenschaften in Deutschland anzulegen. Sie hat auch wirklich schon im Jahre 1738 (ein Jahr nach dem Tode von Stradivarius! Der Verf.) ihren Anfang genommen... Diese gelehrten Herren könnten also durch eine nützliche Untersuchung, z. E. was für Holz zu einem Geigeninstrument das tauglichste? Wie solches am besten auszutrocknen wäre? Ob nicht bey der Ausarbeitung das Dach und der Boden nach den Jahren einander entgegen stehen sollten? Wie die Schweislöcher des Holzes am besten zu verschließen seyn, und ob nicht auch der innere Theil desswegen mit Firnüss ganz fein zu bestreichen, und was für Fir-

[1]) Ausführliche Darstellung des Vortrages auf der Physikertagung 1938 in Baden-Baden (vgl. dazu auch Z. techn. Phys. 11 (1938), S. 421).

[2]) Die ersten elektroakustischen Untersuchungen an altitalienischen Instrumenten und an Geigen überhaupt führte H. Backhaus durch. Wir werden auf seine Ergebnisse, soweit sie die unseren berühren, von Fall zu Fall kurz eingehen.

[3]) Leopold Mozarts gründliche Violinschule, Augsburg 1756, S. 6.

durch das Übertragungssystem verändert werden; man kann dann beurteilen, in wieweit der Gesamtvorgang durch die Übertragung beeinflußt wird.

Die von OHM zuerst vorgenommene Heranziehung des FOURIER-Prinzips zur Bearbeitung akustischer Fragen ist um so höher zu bewerten, als FOURIER selbst die große Bedeutung seines Prinzips zur Klärung von Fragen der Schwingungslehre zweifelsohne noch nicht erkannt hatte. FOURIER hatte sein Theorem bei der theoretischen Behandlung von Fragen der Wärmelehre abgeleitet, er benutzte es zur Lösung der Wärmeleitungsgleichung, also zur Behandlung einer Aufgabe, die mit Schwingungen nichts zu tun hat. Bezüglich der Anwendbarkeit des Prinzips auf dem Gebiet der Schwingungslehre findet sich in den Werken FOURIERS nur eine ganz kurze Bemerkung[1]). FOURIER weist nämlich lediglich darauf hin, daß das neue Theorem die noch bestehenden Unklarheiten in der von D. BERNOUILLI aufgestellten Theorie der schwingenden Saite kläre.

OHM beschäftigte sich dann noch in einer weiteren, den Titel „Noch ein paar Worte zur Definition des Tones" tragenden Arbeit[2]), mit der Frage, wie zusammengesetzte Schallvorgänge auf das Ohr wirken.

HERMANN VON HELMHOLTZ[3]) hat das Ergebnis dieser Untersuchungen OHMS folgendermaßen zusammengefaßt: „Das menschliche Ohr empfindet nur eine pendelartige Schwingung der Luft als einfachen Ton, jede andere periodische Luftbewegung zerlegt es in eine Reihe von pendelartigen Schwingungen und empfindet die diesen entsprechende Reihe von Tönen." Diese von HELMHOLTZ gewählte prägnante Formulierung bezeichnet man heute als das OHMsche Grundgesetz der Akustik.

Die Dinge liegen nach OHMS Untersuchungen derart, daß die FOURIER-Darstellung nicht allein eine sehr fruchtbare mathematische Darstellungsart ist, sondern daß sie insofern den natürlichen Verhältnissen besonders gut nahekommt, als das Ohr selbst eine Art von FOURIER-Analyse vornimmt.

Die Richtigkeit der Ansichten OHMS ist durch experimentelle Untersuchungen von S. BRANDT[1]) und vor allen Dingen von H. VON HELMHOLTZ nachgewiesen worden. HELMHOLTZ führte als erster eine Bestimmung der Stärke der Teiltöne von Klängen in der Weise durch, daß er die Klänge unter Benutzung verschieden abgestimmter Resonatoren beobachtete. Er konnte auf diese Weise die einzelnen Teiltöne isolieren, ihre Stärke subjektiv abschätzen und so zum erstenmal eine in gewissem Sinne quantitative Schallanalyse durchführen. Heute stehen uns elektrische Methoden der Klanganalyse zur Verfügung, die uns im Zeitraum von wenigen Minuten eine sehr genaue objektive Klanganalyse ermöglichen.

Anschließend an die klassischen Untersuchungen von HELMHOLTZ wurden zahlreiche physikalische und physiologische Untersuchungen am Ohr durchgeführt, alle diese Untersuchungen bestätigten die grundsätzliche Richtigkeit der OHMschen Anschauungen. Darüber hinaus ließen die Untersuchungen im einzelnen erkennen, in welchen Punkten das Verhalten des Ohres von demjenigen eines idealen FOURIER-Analysators abweicht. Es sind hier vor allen Dingen die durch die Frequenzabhängigkeit der Ohrempfindlichkeit und durch die Kombinationstoneffekte bedingten Abweichungen (welch letztere übrigens von OHM selbst bereits diskutiert wurden) zu berücksichtigen, ferner sind die endliche Analysierschärfe des menschlichen Ohres und die hierdurch bedingten Schwebungseffekte sowie die Verdeckungseffekte in Rechnung zu stellen. OHM selbst war zwar der Mechanismus des Ohres im einzelnen noch nicht bekannt, um so mehr ist die Genialität zu bewundern, mit welcher er das grundlegende Prinzip der Zuordnung von Schallreiz und Schallempfindung erkannte.

[1]) J. P. Fourier Théorie analytique de la Chaleur Paris 1822, S. 249.

[2]) G. S. OHM. Pogg. Ann. d. Physik. 138, S. 1, 1844.

[3]) HERMANN VON HELMHOLTZ, Die Lehre von den Tonempfindungen, 6. Aufl., Braunschweig 1913, S. 97.

[1]) S. BRANDT. Pogg. Ann. d. Phys. 112, (1861), S. 324. BRANDT zeigte in dieser — übrigens bereits 1855 abgeschlossenen Untersuchung —, wie man verschiedene Teiltöne von Klängen einer angezupften Saite durch entsprechende Wahl der Anzupfstelle herausheben kann, so daß sie subjektiv leicht zu erkennen sind.

AKUSTISCHE ZEITSCHRIFT

Zweites Heft | Vierter Jahrgang | März 1939

Akustische Eigenschaften klanglich hervorragender Geigen[1])

Von Hermann Meinel

Mitteilung aus dem Institut für Schwingungsforschung an der Technischen Hochschule Berlin

(Mit 11 Textabbildungen)

I. Einleitung

Die meisten physikalischen Arbeiten über die Geige dienen im wesentlichen der Beantwortung folgender Fragen:

1. Auf welche Weise können die akustischen Eigenschaften von Geigen festgestellt werden?
2. Worin bestehen die akustischen Eigenschaften klanglich hervorragender Geigen?
3. Wie lassen sich diese besonderen Eigenschaften guter Geigen beim Bau planvoll erreichen?

Alle drei Fragen, die übrigens in ähnlicher Form bei der Untersuchung aller Musikinstrumente auftreten, sind von erheblicher kultureller und technischer Bedeutung, und die ersten beiden wurden auch bereits mehrfach bearbeitet, ohne daß allerdings bisher die zweite Frage einer befriedigenden Lösung hätte nahegebracht werden können. Im folgenden wird deshalb versucht, über die akustischen Eigenschaften klanglich besonders guter Geigen etwas Klarheit zu gewinnen.

Das kann auf verschiedene Weise geschehen. Nahe liegt die auch in unserem Falle durchgeführte Untersuchung altitalienischer Meistergeigen[2]), und zwar besonders dann, wenn man annimmt, daß diese Geigen in ungewöhnlichem Maße die Eigenschaften klanglich besonders hervorragender Geigen besitzen. Dann ist es nämlich nur notwendig, eine größere Reihe solcher Geigen physikalisch zu untersuchen, um ihre Besonderheiten festzustellen. So wurde bisher auch meistens verfahren. Indes ist unsere Annahme nicht genügend begründet; es lassen sich Erscheinungen anführen, die an der unbedingten Überlegenheit altitalienischer Meistergeigen zweifeln lassen könnten.

So schreibt Leopold Mozart, Kapellmeister im Orchester des Erzbischofs von Salzburg, der Vater von Wolfgang Amadeus, ein gründlicher Kenner der seinerzeitigen Verhältnisse, 1756 in seiner berühmten Violinschule[3]): „Das bedaurlichste ist, daß unsere heutigen Instrumentmacher sich bey Verfertigung ihrer Arbeit so gar wenig Mühe geben. Ja was noch mehr? Daß ein ieder nach seinem Kopfe und Gutgedüncken so hin arbeitet, ohne einen gewissen Grund in einem oder dem andern Stücke zu haben ... Der gelehrte Herr M. Lorenz Mizler, hat vor einigen Jahren schon den nie genug zu rühmenden Vorschlag gethan, eine Gesellschaft musikalischer Wissenschaften in Deutschland anzulegen. Sie hat auch wirklich schon im Jahre 1738 (ein Jahr nach dem Tode von Stradivarius! Der Verf.) ihren Anfang genommen... Diese gelehrten Herren könnten also durch eine nützliche Untersuchung, z. E. was für Holz zu einem Geigeninstrument das tauglichste? Wie solches am besten auszutrocknen wäre? Ob nicht bey der Ausarbeitung das Dach und der Boden nach den Jahren einander entgegen stehen sollten? Wie die Schweislöcher des Holzes am besten zu verschließen seyn, und ob nicht auch der innere Theil desswegen mit Firnüss ganz fein zu bestreichen, und was für Fir-

[1]) Ausführliche Darstellung des Vortrages auf der Physikertagung 1938 in Baden-Baden (vgl. dazu auch Z. techn. Phys. 11 (1938), S. 421).

[2]) Die ersten elektroakustischen Untersuchungen an altitalienischen Instrumenten und an Geigen überhaupt führte H. Backhaus durch. Wir werden auf seine Ergebnisse, soweit sie die unseren berühren, von Fall zu Fall kurz eingehen.

[3]) Leopold Mozarts gründliche Violinschule, Augsburg 1756, S. 6.

nüss der tauglichste wäre? Hauptsächlich aber, wie hoch, wie dick, u. s. f. das Dach, der Boden, und der Zarge seyn müsse? Mit einem Worte, durch ein richtiges System, wie eigentlich die Theile einer Geige sich gegen einander regelmäßig verhalten sollen, könnten, sage ich, diese gelehrten Herren durch Hülfe der Mathematik, und mit Beyziehung eines guten Geigenmachers die Musik ungemein verbessern ..."

1783 bemüht sich die Akademie zu Padua um die Hebung des Geigenbaues und erkennt einer Denkschrift von Bagatella über die Regeln zur Verfertigung von Streichinstrumenten einen von ihr ausgesetzten Preis zu. Um 1800 finden es größere Musiklexika nicht der Mühe wert, die altitalienischen Geigenbauer anzuführen und nennen nur den Namen Stainers als den eines bedeutenden Geigenbauers. Weiter fanden in letzter Zeit da und dort Vergleichsspiele zwischen alten und neuen Meistergeigen statt, die durchaus keine eindeutige Überlegenheit alter Meistergeigen ergaben.

Es schien deshalb wünschenswert zu sein und hat sich als recht nützlich erwiesen, die alten Geigen auch subjektiv zu prüfen, um weniger gute ausschließen zu können.

Ein anderer ebenfalls beschrittener Weg, die Kennzeichen besonders hervorragender Geigen aufzufinden, ist die Untersuchung neuer Geigen. Sie ist insofern schwieriger, als hier physikalische Untersuchungen unter keinen Umständen genügen. Es ist unbedingt notwendig, die Geigen durch ein Gremium von Sachverständigen auch subjektiv prüfen zu lassen, um eine gewisse Ordnung in die im allgemeinen ganz verschiedenwertigen Geigen hereinzubekommen. Ein solcher Weg führt zu recht gut begründeten Ergebnissen, sofern sich herausstellt, daß die Urteilenden in den wesentlichen Punkten einer Ansicht sind, und das waren sie in den zwei folgend beschriebenen Fällen und auch sonst in eigentlich überraschendem Maße.

Im Reichsberufswettkampf der DAF 1938 für Geigenbaumeister war der Verf. Mitglied des Reichsprüfungsausschusses, der sich hauptsächlich aus Geigenbauern zusammensetzte, die in Zusammenarbeit mit Künstlern die eingereichten Geigen klanglich beurteilten. Zur Sicherung der Urteile waren die Geigen außerdem physikalisch zu untersuchen. Von der Reichsmusikkammer wurde der Verf. beauftragt, die subjektive Prüfung einer Reihe von Streichinstrumenten (nach Klang und Arbeit) zu leiten, die von hervorragenden heutigen deutschen Geigenbauern angekauft werden sollten. Auch hier stand ein ganz vorzügliches Gremium aus Geigenbauern und Künstlern (darunter Professoren der Berliner Hochschule für Musik) zur Verfügung. Von diesen Geigen wurde ebenfalls eine größere Zahl physikalisch untersucht. Insgesamt handelte es sich in den beiden Fällen um die subjektive Prüfung von über 70 neuen Streichinstrumenten (vor allem Geigen), von denen ungefähr die Hälfte und jedenfalls der interessantere Teil auch eingehend physikalisch untersucht wurde. Bei solchem Material lassen die gewonnenen Ergebnisse begründete Schlüsse zu:

1. auf die allen Geigen eigentümlichen Gesetzmäßigkeiten,
2. auf die Kennzeichen von Geigen hervorragender Klangqualität und
3. auf die Unterschiede zwischen alten und neuen Meistergeigen.

II. Experimentelles Vorgehen

Die physikalische Untersuchung erfolgte durch Aufnahme von Frequenz- und Lautstärkekurven und in besonderen Fällen auch noch durch Messungen der Dynamik[4]) [5]). Es soll kurz daran erinnert werden, daß zur Aufnahme einer Frequenzkurve unter Konstanthaltung der Anstrichbedingungen Teiltonamplituden in Abhängigkeit von der Frequenz gemessen und über einer Frequenzskala aufgetragen werden. Bei einer Durchführung der Messungen in genügend kleinen Frequenzabständen bekommt man auf diese Weise ein gutes Bild der Resonanzeigenschaften der Geige. Im einzelnen kann man dabei verschiedene Wege gehen; es ist aber notwendig, den näheren Weg anzugeben. Man kann sich z. B. im allgemeinen auf die Messung der Amplituden des Grundtones beschränken und geht auf die nächste

[4]) Hermann Meinel, Z. techn. Physik 10 (1938), S. 297.

[5]) Hermann Meinel, Akust. Z. 2 (1937), S. 22 und 62.

Saite über, sobald die Tonhöhe dieser Saite erreicht ist, muß dann aber wegen der Kürze des Griffbrettes bei etwa 3000 Hz oder noch etwas tiefer mit den Messungen des Grundtones aufhören und mißt deshalb für die hohen Frequenzen die Amplituden tieferer Obertöne. Diese Art des Vorgehens hat sich bewährt, und so wurden daher auch im allgemeinen die Frequenzkurven dieser Arbeit aufgenommen. Es werden jedoch auch Frequenzkurven gezeigt (vgl. Abb. 6), die allgemeinere Bedeutung haben, weil sie nicht davon abhängen, wann man auf die nächste Saite übergeht und praktisch auch nicht davon, welche Teiltöne für sie benützt werden: Es ist möglich, für jede Saite gesondert eine Frequenzkurve aus Amplituden des Grundtones bzw. anderer Teiltöne zusammenzustellen oder, ohne wesentlich andere Werte zu bekommen[6]), aus regelrechten Klangspektren. Man kann also, statt nur Grundtonamplituden zu messen, z. B. für die g-Saite die Schalldruckamplituden bei g, g^1, d^2, g^2 usw. aus den Amplituden des 1., 2., 3., 4. Teiltones usw. von g gewinnen und in die Frequenzkurve für die g-Saite eintragen, geht dann zu einem etwas höheren Klang über, analysiert wieder usw. Verfährt man so bei jeder der vier Saiten, bekommt man vier Frequenzkurven, für jede Saite eine. Diese vier aus Klangspektren zusammengestellten Frequenzkurven lassen umgekehrt sämtliche Klangspektren, die unter den vorliegenden Anstrichbedingungen auf der Geige überhaupt vorkommen, sehr gut ablesen[7]). Sie geben also auch die Klangfarbenunterschiede wieder, die zwischen gleichhohen auf verschiedenen Saiten gespielten Klängen bestehen und vermittelten damit ein deutliches Bild der nicht nur von der Frequenz, sondern auch von der Saite abhängigen Resonanzeigenschaften einer Geige.

Lautstärkekurven werden gleichzeitig mit einem Lautstärkemesser aufgenommen, der aus Mikrophon, Verstärker, Anzeigeinstrument besteht, und dessen Verstärker Frequenzkurven besitzt, die für den jeweils eingestellten Lautstärkebereich der Frequenzkurve des Ohres nachgebildet sind. Dieses im Institut für Schwingungsforschung von W. Willms[8]) entwickelte Gerät gestattet, die Lautstärke von Klängen unmittelbar in phon abzulesen. Die gewonnenen Lautstärkewerte werden in üblicher Weise über eine Frequenzskala aufgetragen. Sie beziehen sich noch auf einen Nullpunkt von $3{,}16 \cdot 10^{-4}$ dyn/cm², erhöhen sich also bei Berücksichtigung des von der Internationalen Akustischen Konferenz, Paris 1937, vorgeschlagenen Nullpunktes von $2 \cdot 10^{-4}$ dyn/cm² um 4 phon.

Unter der Dynamik einer Geige wird mit K. W. Wagner[9]) und in Anlehnung an die auch bei Musikern und im allgemeinen übliche Bezeichnungsweise der Unterschied der Schallpegel bei leisem und lautem Spiel verstanden. Beim Messen der Dynamik wird die Geige von Hand aus angestrichen, und es wird dem Spieler überlassen, für leises und lautes Spiel die besten Anstrichbedingungen zu finden.

Zur subjektiven Beurteilung sei noch folgendes festgestellt: Man kann zwar über Einzelheiten der musikalischen Güte auf Grund rein physikalischer Messungen aussagen. So ist es z. B. sicher nicht vorteilhaft, wenn die Lautstärke von Ton zu Ton stark wechselt. Es dürfen also z. B. keine ausgeprägten Maxima bei musikalisch gebrauchten Frequenzen liegen, und die Resonanzmaxima dürfen keinen Oktavenabstand haben, weil es sonst Klänge gibt, die mehrere sehr starke

[6]) Vielleicht ist es auf den ersten Blick sehr erstaunlich, daß die Teiltonamplituden der auf einer Saite gespielten Klänge praktisch nur von der Frequenz und nicht von der Ordnungszahl der Teiltöne abhängen sollen. Man bedenke aber, daß die für die Saitenamplituden bei konstanten Anstrichbedingungen vor allem maßgebenden Größen: Länge der zwischen zwei Knotenpunkten schwingenden Saitenteilstücke und Abstand Streichstelle—Knoten bzw. Streichstelle—Bauch nicht von der Ordnungszahl der Teilschwingungen abhängen.

[7]) Das Ablesen ist besonders leicht wegen der von uns gewählten logarithmischen Frequenzskala. Dafür kann ein Schema benützt werden, vgl. Abb. 2 einer früheren Arbeit (Anm. 4).

[8]) W. Willms, Elektrotechn. Z. 56 (1935), S. 25, 53.

[9]) K. W. Wagner, Der Umfang der Lautstärken in der Musik. S.-B. preuß. Akad. Wiss., Phys.-math. Kl. 25 (1932), S. 372.

Teiltöne enthalten und daneben solche, bei denen fast alle Teiltöne schwach sind. Das für die Klanggüte in starkem Maße Entscheidende, vor allem das günstige Amplitudenverhältnis zwischen tiefen und hohen Teiltönen der Klänge, läßt sich jedoch nicht ohne eingehende subjektive Prüfungen festlegen.

Solche Prüfungen sind nicht leicht durchzuführen. Kontrastfragen spielen eine wesentliche Rolle. So kann es vorkommen, daß ein und dieselbe Geige von Zuhörern als „zu hell" oder als „zu dunkel" bezeichnet wird, je nachdem, welche Vergleichsgeige gespielt wird. Eine passende Vergleichsgeige, die von einer größeren Reihe Sachverständiger beim Spiel gegenüber zahlreichen anderen unter sich recht verschiedenen Geigen als sehr gut bezeichnet worden sein muß, ist deshalb notwendig. Sie dient als Maß. Eine andere wichtige Forderung ist der Verzicht auf den Vortrag von Stücken mit musikalischem Inhalt bei der subjektiven Beurteilung der klanglichen Güte durch sachverständige Zuhörer. Diese Forderung mag paradox klingen, sollen doch Musikinstrumente schließlich nichts anderem dienen. Sie entspricht auch gar nicht dem üblichen Vorgehen, bei dem Konzertstücke und in weiterer Überschätzung menschlicher Fähigkeiten meistens sogar lange Konzertstücke gewählt werden, stützt sich aber auf viele persönliche Erfahrungen aus einem Jahrzehnt praktischer Tätigkeit als Saiteninstrumentenbauer. Diese Erfahrungen haben dazu geführt, bei subjektiven Prüfungen von Geigen nur Tonleitern oder ähnliche Tonfolgen über alle Frequenzbereiche u. U. in verschiedenen Stricharten zu wählen. Sie lassen sich vielleicht dadurch erklären, daß bei solchem Vorgehen jede Beanspruchung der Aufmerksamkeit durch Melodie und Rhythmus vermieden ist und ein lückenloses Heranziehen aller Frequenzbereiche sichergestellt wird. — Werden die subjektiven Prüfungen nicht mit der nötigen Härte und nicht mit wirklichen Sachverständigen durchgeführt, kann die ganze physikalische Untersuchungsarbeit umsonst sein oder gar zu falschen Schlüssen führen.

III. Ergebnisse

a) Gesetzmäßigkeiten in den Resonanzeigenschaften von Geigen

Die Abb. 1 zeigt die Frequenzkurve einer (alten vogtländischen) Geige mittlerer Güte, einer „Hopf", die einen etwas scharfen Klang besitzt und einer außerordentlich weich, edel und voll klingenden, ganz vorzüglichen Stradivari. Die Frequenzkurven beider Geigen lassen neben den Kennzeichen hervorragender Klangqualität gleichzeitig die typischen Resonanzeigenschaften normalgebauter Geigen erkennen. Diese sollen vorerst besprochen werden.

In der Nähe von cis^1 findet sich das Luftraumresonanzgebiet, das bereits SAVART vor über 100 Jahren auffand. Dann folgt ungefähr im Bereich von g^1 bis d^2 ein größeres Resonanzgebiet, dessen Vorhandensein RAMAN schon feststellte. Bei einer Anzahl von Geigen besteht es im wesentlichen aus einem größeren Maximum, wie es z. B. die Hopf-Geige besitzt, bei anderen Geigen (vgl. die Stradivari) sind einige beachtliche Resonanzmaxima von mehr oder minder gleichmäßiger Höhe[10]) vorhanden. Mehr als drei beträchtliche Resonanzmaxima innerhalb dieses einen Resonanzgebietes kommen aber selten vor. In der Nähe von e^2 beginnt dann, vom vorigen durch ein ausgeprägtes Minimum getrennt, ein Resonanzgebiet, das manchmal ohne größere Einbrüche bis d^3 reicht (vgl. die Stradivari), oft aber auch sich stark aufspaltet

[10]) Dem widerspricht eine Feststellung von H. BACKHAUS, die sich auf den in einer Richtung gemessenen Schalldruck stützt (Forschg. u. Fortschr. 28 [1938], S. 318): „Die Resonanz bei 483 Hz ist die ‚Hauptresonanz' der Geige. Sie ist bei allen Geigen weitaus die stärkste." Daß das nicht immer so ist, zeigt schon die Frequenzkurve der Stradivari 1717 mit zwei gleichhohen „Resonanzen" im fraglichen Gebiet. Überdies finden sich zufälligerweise in vorliegender Arbeit zahlreiche Frequenzkurven von Geigen, bei denen die Resonanz in der Gegend von 500 Hz sogar deutlich schwächer ist als höhere Resonanzen, vgl. z. B. die Abb. 2 und 5. Von einer „Hauptresonanz" könnte man übrigens allenfalls mit Rücksicht auf die Gesamtabstrahlung sprechen, wenn überhaupt ein Bedürfnis für diesen Begriff bestehen sollte.

(vgl. die Hopf). Von d^3 bis g^3 (alle Tonhöhenangaben gelten natürlich nur ungefähr) haben die meisten Geigen kleine Amplituden, das Gebiet von a^3 bis e^4 ist aber wieder deutlich bevorzugt. Über g^4 (3100 Hz) finden sich keine Maximalamplituden von gleicher Größe wie bei den tieferen Frequenzen. Sie sind immer kleiner und nehmen nach noch höheren Frequenzen zu weiterhin ab. Deutlich ausgeprägte regelmäßig vorkommende Resonanzgebiete lassen sich daher, und auch noch wegen des Auftretens starker Richtwirkung, über 3000 Hz nicht angeben. Über 8000 Hz fällt bei normal gebauten und vor allem bei guten Geigen die Amplitude meistens unter 1% der größten.

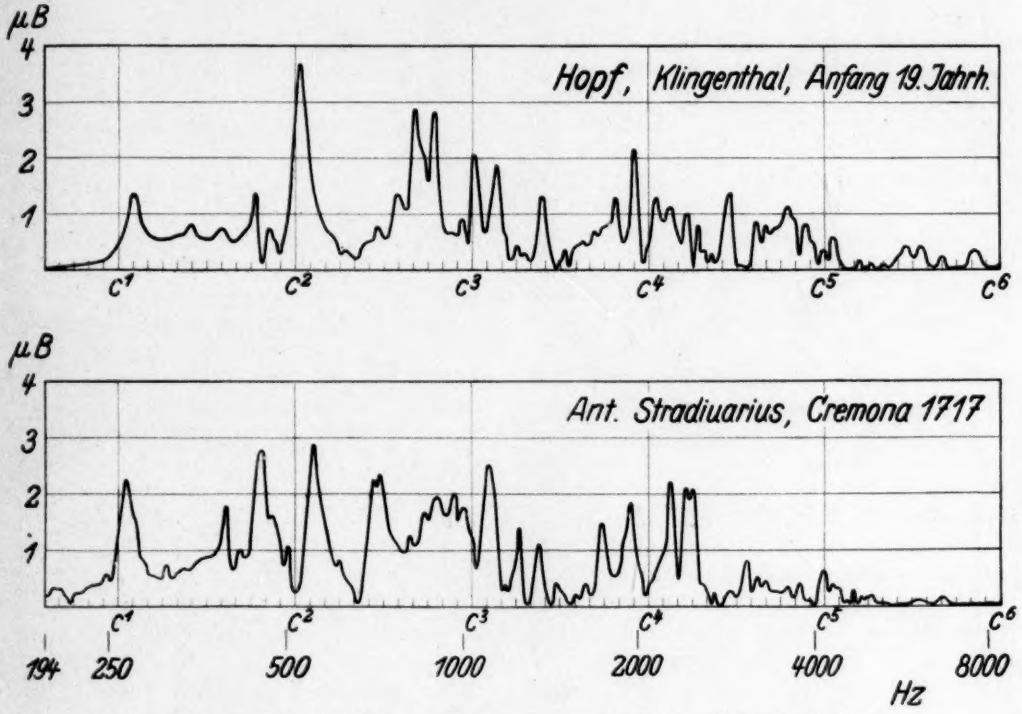


Abb. 1. Frequenzkurven von Geigen verschiedener Klangqualität

Die Resonanzeigenschaften einer Geige, deren Bauweise heute nicht mehr zu der normalen gehört, zeigt die Frequenzkurve der Abb. 2 (oben). Sie rührt von einer Geige her, die Jacob Stainer in Absam (Tirol) 1674 herstellte. Die Geige ist, wie alle Stainer-Geigen, außergewöhnlich hoch gewölbt. Wir sehen, daß das Luftraumresonanzgebiet ähnlich wie bei normalen Geigen ausgebildet ist. Das sonst zwischen g^1 und d^2 folgende stark ausgeprägte Resonanzgebiet ist aber verhältnismäßig schwach. Auch zwischen e^2 und a^3 verhält sich die Stainer anders als normalgebaute Geigen, doch sind hier die Unterschiede gering. Vor allem fällt das außerordentlich hohe und breite Resonanzgebiet der Stainer zwischen a^3 und cis^4 (1740—2192 Hz) auf. Es ist das ausgeprägteste Resonanzgebiet dieser Geige überhaupt und überdies deswegen schon von erheblicher Bedeutung, weil es in einem Frequenzgebiet liegt, in dem das Ohr besonders empfindlich ist. Auch ist es so breit, daß bei seiner hohen Frequenzlage von sehr vielen Klängen immer wenigstens 1 Teilton in das Gebiet hineinfällt. Es bestimmt in starkem Maße den eigentümlichen, manchmal etwas näselnden Klang der Geige.

Die Abweichungen von der Norm können also, wie die Stainer zeigt, bisweilen sehr beträchtlich sein. Es ist nach den Frequenzkurven auch nicht weiter verwunderlich, daß Stradivari- und

Stainer-Geigen nicht in gleicher Weise geschätzt werden. Die Bevorzugung der Amplituden bei hohen Frequenzen mit zunehmender Wölbung bestätigt frühere Untersuchungen über den Einfluß der Wölbung[5]) und stimmt auch mit Schlüssen überein, die aus Untersuchungen von F. A. SAUNDERS[11]) an hochgewölbten Geigen gezogen werden können[12]).

Merkmale der Stainer 1674 fehlen. Da es sich bei der Stainer 1674 unzweifelhaft um eine echte und dazu ganz tadellos erhaltene, kaum reparierte Jacob Stainer handelte, wurde auf Grund der physikalischen Untersuchung vermutet, daß die Geige von 1657 eine Kopie sein müsse, eine Vermutung, die durch das Urteil zwei hervorragender Kenner alter Geigen bestätigt wurde:

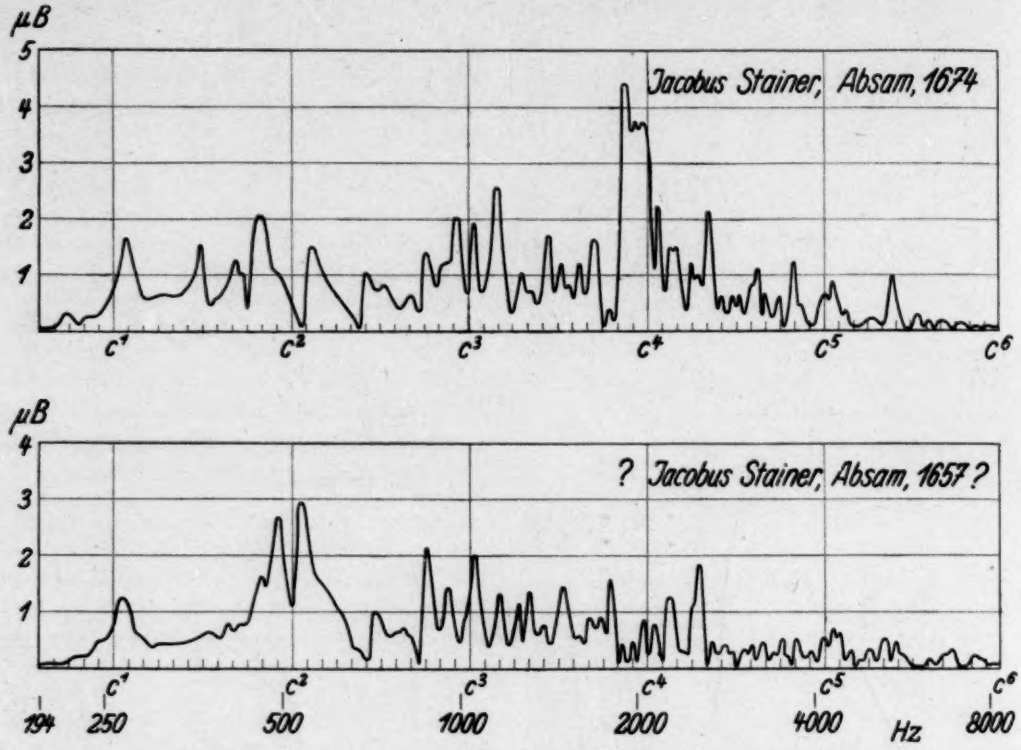


Abb. 2. Frequenzkurven einer echten Jacob-Stainer-Geige und einer Kopie

Die Geige, deren Frequenzkurve in der Abb. 2 (unten) gezeigt ist, wurde als Jacob Stainer 1657 gekauft und als solche zur Untersuchung eingereicht. Vergleichen wir die Kurven beider Stainer-Geigen! Im Luftraumresonanzgebiet und zwischen f^2 und a^3 sind sie sich ähnlich, aber sonst bestehen erhebliche Unterschiede. So zeigt die Kurve der Stainer 1657 zwischen g^1 und d^2 das typische stark ausgeprägte Resonanzgebiet normalgebauter Geigen und zwischen a^3 und cis^4 ebenfalls Resonanzverhältnisse, wie sie normalgebauten Geigen eigen sind. Die besonderen Merkmale der Stainer 1674 fehlen. Da es sich bei der Stainer 1674 unzweifelhaft um eine echte und dazu ganz tadellos erhaltene, kaum reparierte Jacob Stainer handelte, wurde auf Grund der physikalischen Untersuchung vermutet, daß die Geige von 1657 eine Kopie sein müsse, eine Vermutung, die durch das Urteil zwei hervorragender Kenner alter Geigen bestätigt wurde:

Die „Stainer 1657" ist zwar recht gut gearbeitet und wertvoll, in Wirklichkeit aber eine Klotz-Mittenwald aus der zweiten Hälfte des 18. Jahrhunderts. Ein ganz ähnlich gelagerter Fall ereignete sich bei der Untersuchung einer angeblichen Joseph Guarnerius del Gesu. Doch kann man nicht davon sprechen, daß nun schon ein weiteres wichtiges Gebiet der Frequenzkurvenaufnahme erschlossen wäre: Der Echtheitsnachweis für alte Geigen. Immerhin ist aber in vielen Fällen eine sehr wünschenswerte Unterstützung des immer auf handwerkliche Besonderheiten gestützten persönlichen Urteils der Kenner alter Geigen durch physikalische Untersuchungen zu erwarten.

[11]) F. A. SAUNDERS, J. Acous. Soc. Am. 9 (1937), S. 81ff.

[12]) Akust. Z. 3 (1938), S. 102.

b) Kennzeichen von Geigen hervorragender Klangqualität

1. Zur Auswertung von Frequenzkurven

Vor dem Auswerten der Frequenzkurven in bezug auf Qualitätsmerkmale der Geigen ist eine Abschätzung der Bedeutung der verschiedenen Frequenzbereiche angebracht.

Die Amplituden im Bereich g bis fis^1 können nur von einem Teilton, dem Grundton, gewonnen werden und lassen dementsprechend umgekehrt nur die Amplituden eines Teiltones, eben die des Grundtones, ablesen. Im Bereich von g^1 bis cis^2 lassen sich dagegen schon die Amplituden von 2 Teiltönen, die des Grundtones und des ersten Obertones, ablesen. So bestimmen z. B. die Resonanzverhältnisse bei c^2 die Amplitude des ersten Teiltones von c^2 und die des zweiten Teiltones von c^1. Von d^2 bis fis^2 bestimmt ein Punkt der Frequenzkurve die Amplituden von 3 Teiltönen usw. Betrachtet man ein Frequenzgebiet von einer großen Terz Breite einschließlich der Grenzen, so bestimmt dieses — wenn man nur die musikalisch gebrauchten Klänge berücksichtigt — unter 380 Hz die Amplituden von 5 Teiltönen, im Bereich von etwa 450 Hz die von 10, und im Bereich von etwa 3000 Hz die von 80! Teiltönen. Die Bedeutung der Frequenzbereiche steigt also danach stark mit ihrer Frequenzlage. Hinzu kommt noch, daß das Ohr bei hohen Frequenzen, abgesehen von den höchsten Frequenzen der Geige und von hohen Lautstärken, viel empfindlicher ist als bei tiefen.

Ein anderer Gesichtspunkt gibt weitere Grundlagen für die Auswertung. Von einer Geige im heutigen Sinne kann man seit ungefähr 1530 sprechen. Seinerzeit war die Geige noch etwas unvollkommen, hat sich dann aber organisch weiterentwickelt und etwa 200 Jahre später ihren Höhepunkt erreicht. Die Spieltechnik, anfangs ebenfalls auf niedriger Stufe, hat dagegen ihre Entwicklung bis in die heutige Zeit fortgesetzt. Uns interessiert an dieser Entwicklung der Spieltechnik vor allem die des „Lagenspiels". Zu Anfang kannte man kein Lagenspiel, die Geige reichte also für den Spieler nur bis h^2 (977 Hz). Zur Blütezeit des altitalienischen Geigenbaues, also etwa zu Lebzeiten Stradivaris (1643—1737) oder zur Zeit Johann Sebastian Bachs (1685—1750), wurde ungefähr die dritte Lage beherrscht, die Geige reichte mithin für den Spieler etwa bis d^3 (1161 Hz). Mit dem mehr und mehr aufkommenden Virtuosentum des 18. Jahrhunderts und der Verfeinerung und Vertiefung der Spieltechnik durch die Künstler des vorigen Jahrhunderts hat sich die obere Spielgrenze mehr und mehr hinausgeschoben, so daß sogar die Griffbretter nicht mehr ausreichten und durch längere ersetzt werden mußten. Heute wird der gesamte auf der Geige überhaupt vorhandene Klangbereich[13]) (g bis etwa gis^4; 194—3285 Hz) auch vom mittelmäßigen Spieler beherrscht. In der Tabelle 1 ist für eine Reihe von Musikstücken aus verschiedenen Zeiten und für die erste bzw. Sologeige das Verhältnis zwischen der Dauer der Noten unter d^3 (einschließlich d^3) zu der Dauer der Noten über d^3 angegeben, um diese Entwicklung ohne Notenbeispiele und auch etwas quantitativ verdeutlichen zu können, soweit man eben in solchen Fragen von einer quantitativen Darstellung sprechen kann. Es wurden dabei Musikstücke gewählt, die als im Rahmen der Zeit liegend angesehen werden können, so daß ein Schnitt durch das gesamte Schaffen der Tonsetzer auch kein bemerkenswert anderes Bild gegeben haben würde. Nunmehr läßt sich überzeugend erkennen, daß Geigen, die im wesentlichen für vorklassische Musik gebraucht werden, genügen, wenn ihre Klänge bis d^3 gut sind. Aber schon einige Beethoven-Sonaten und der Wiener Walzer z. B. zeigen, daß das Lagenspiel inzwischen weit vorgeschritten ist, daß daher auch die über d^3 liegenden Klänge sehr an Bedeutung gewinnen und eigentlich gut klingen müßten.

Man wird jedoch nicht nur in der eben geschilderten Weise diese Verhältnisse berücksichtigen müssen, sondern auch dann, wenn man sich ein Bild davon machen will, wie weit die alten Geigen den seinerzeitigen Ansprüchen genügt haben und ob, wenn sie den heutigen Ansprüchen in der Höhe auch noch genügen, die alten Meister die hohen Klänge überhaupt bewußt gestaltet haben können. Auch darüber, in welcher Richtung etwaige Verbesserungsversuche vielleicht einzusetzen haben, lassen sich hieraus Anhaltspunkte gewinnen.

Schließlich könnte man daran denken, die Bedeutung der einzelnen Frequenzbereiche in gleicher Weise, aber eingehender zu beleuchten, als es mit der etwas summarischen Einteilung: hier unter d^3, dort über d^3 geschehen ist. Allen Musikinstrumenten ist eigen, daß ihre tiefsten und höchsten Klänge musikalisch weniger benutzt werden als ihre mittleren. Das liegt darin begründet, daß aus physikalischen und meistens auch noch aus spieltechnischen Gründen die hohen und tiefen Klänge benachteiligt sind und schon deshalb vom Tonsetzer weniger herangezogen werden. Weiter sind kompositionstechnische Gründe selber dafür die Ursache. Die Klänge an den Grenzen der Klangbereiche der Musikinstrumente können z. B. in Fortführung eines Themas, einer Passage, nur von

[13]) Klangbereich = Grundtonbereich.

Tabelle 1. Zur Entwicklung des Lagenspiels

	Zeitdauer Noten unter d^3 : über d^3
Antonio Vivaldi (1680—1743): Concerto grosso op. 3 Nr. 21	1 : 000
Joh. Seb. Bach (1685—1750): Brandenburgisches Konzert Nr. 4	1 : 0,000
Sonaten und Partiten für Violine allein (Sonata I, Partita I, Sonata II)	1 : 0,0015
L. van Beethoven (1780—1827): Symphonie V	1 : 0,054
Sonaten für Violine: I op. 12 Nr. 1	1 : 0,027
II op. 12 Nr. 2	1 : 0,069
III op. 12 Nr. 3	1 : 0,008
IV op. 12 Nr. 23	1 : 0,013
V op. 12 Nr. 24	1 : 0,031
IX op. 47	1 : 0,092
Joh. Strauß: Wiener Blut	1 : 0,12
Richard Strauß: Orchesterstudien aus den Symphonischen Werken Violine Heft II (ausgewählt von Carl Prill)	
(S. 3—19) Also sprach Zarathustra op. 30	1 : 0,54
(S. 20—29) Don Quixote op. 35	1 : 0,12
(S. 30—39) Ein Heldenleben op. 40	1 : 0,23

einer Seite aus erreicht werden, die mittleren Klänge von höheren oder tieferen Klängen her. Für den Walzer Wiener Blut von Johann Strauß ist einmal nachgesehen worden, wie lange die Noten der verschiedenen Frequenzbereiche durchschnittlich benutzt werden. Der Klangumfang des Walzers g bis g^3 wurde in die Bereiche g bis cis^1, d^1 bis gis^1, a^1 bis es^2, e^2 bis b^2, h^2 bis cis^3, d^3 bis e^3 und f^3 bis g^3 zerlegt. Für diese Bereiche ergeben sich die relativen Zeiten (auf den ersten Bereich bezogen): 1; 1,95; 8,7; 30,0; 33,5; 19,8; 6,8. Man erkennt also tatsächlich eine deutliche Bevorzugung der Klänge mittlerer Höhe. Betrachtet man andere Kompositionen in gleicher Weise, so erhält man ähnliche Ergebnisse. Das Schwergewicht wird zwar oft gegenüber dem Walzer Wiener Blut nach tieferen Klängen verschoben sein (vgl. z. B. die Kavatine von S. Raff, op. 85, Nr. 3, für die sich für die Bereiche g bis cis^1, d^1 bis gis^1, a^1 bis es^2, e^2 bis b^2, h^2 bis e^3 und f^3 bis a^3 als entsprechende Werte 1; 4,4; 4,5; 2,18; 0,85; 0,194 ergeben), aber immer werden die höchsten und tiefsten Klänge die kürzeste Zeit herangezogen werden. Es wäre aber falsch, nun allein aus dieser Tatsache heraus den tiefen und hohen Klängen bei der Auswertung der Frequenzkurven wenig Beachtung zu schenken. Wenn sich auf einem schönen und großen Gemälde auch nur ein kleiner häßlicher Fleck befindet, so stört das sehr. Fast so ist es auch mit einzelnen schlechten Klängen unter lauter guten. Immerhin kann man aber schon schließen, daß es in besonderem Maße ungünstig ist, wenn Geigen in mittleren Frequenzbereichen nicht gut klingen.

Nach subjektiven Beobachtungen macht sich dort besonders unangenehm ein schwacher Grundton ungefähr zwischen 350 und 700 Hz bemerkbar. In diesem Bereich werden die Klänge dann meistens näselnd[14]), bekommen *e*- oder *ä*-Charakter. Über 700 Hz wird ein Klang mit schwachem Grundton weniger stark unangenehm und jedenfalls nicht als näselnd empfunden, sondern nur, je nach seiner Frequenzlage, als mehr oder weniger scharf, spitz. Wahrscheinlich hängt das damit zusammen, daß zu *e*- und *ä*-Vokalen wie zu allen anderen auch Frequenzen unter 700 Hz gehören[15]).

Auch darf man doch den hohen Klängen etwas geringere Bedeutung zumessen. Sie werden erstens musikalisch wenig verwendet, zweitens machen sich Vokalitäten (vokalähnliche Klangfärbungen) nicht mehr störend bemerkbar, und schließlich sinkt mit zunehmender Frequenz die Zahl der Teiltöne aller Musikinstrumentenklänge[16]), so daß zwischen hohen Klängen verschiedener Instrumente keine so sehr großen Unterschiede mehr zu erwarten sind. Die schon erwähnte mit der Frequenz zunehmende Bedeutung der Frequenzbereiche wird dadurch nicht

[14]) Nasale Färbung wurde dagegen nur bei sehr starken tieferen Teiltönen und noch nicht genauer verfolgten anderen Umständen beobachtet.

[15]) Vgl. dazu Ergebnisse von C. Stumpf, Sprachlaute, Berlin 1926, S. 107, die später von E. Thienhaus, Z. techn. Physik 12 (1934), S. 637 bestätigt und erweitert wurden.

[16]) E. Meyer und G. Buchmann, Die Klangspektren der Musikinstrumente. S.-B. preuß. Akad. Wiss., Phys.-math. Kl. 32 (1931).

aufgehoben. Dort handelt es sich um hohe Frequenzbereiche der Frequenzkurve, die ja für alle Klänge von Bedeutung sind, hier um hohe Klänge.

2. Besprechung der Frequenzkurve einer (sehr guten) Stradivari und der einer (mittelmäßigen) Hopf

Wir kehren zurück zu Abb. 1 und betrachten die Unterschiede zwischen den Frequenzkurven, die die verschiedene Klangqualität der zwei Geigen bedingen. Es läßt sich ohne Mühe feststellen, daß etwa bis d^3 die Amplituden bei der Stradivari im allgemeinen größer sind als bei der Hopf (also so weit, wie die Geige zur Zeit ihrer Entstehung benützt wurde). Alle diese vielen und, wie wir wissen, wichtigen Klänge besitzen also bei der Stradivari einen stärkeren Grundton. Das ist ebenso bedeutsam für die Klangfarbe wie für die Klangqualität. Diese Klänge werden dadurch als voller und angenehmer empfunden. Im Gebiet d^3 bis a^3 sind die Unterschiede im vorliegenden Falle unwesentlich. Im Gebiet a^3 bis e^4 hat die Stradivari größere Amplituden, was für die dort liegenden Klänge zweifellos günstig ist und den tieferen Klängen (der Stradivari) wegen ihres hohen Grundtongehaltes mindestens nicht schadet[17]), ihnen nach bisherigen Erfahrungen sogar einen als recht angenehm empfundenen „weichen, matten Glanz" gibt. Über e^4 (2607 Hz) jedoch weist die Hopf sehr viel größere Amplituden auf als die Stradivari. Man betrachte z. B. das sehr breite und für diese Frequenzlage verhältnismäßig hohe Resonanzgebiet der Hopfgeige zwischen g^4 und cis^5. Auch von f^5 bis h^5 hat die Hopf sehr bemerkenswerte Amplituden, während auch hier die Stradivari viel kleinere besitzt. Diese Unterschiede bei den hohen Frequenzen wirken sich nach unserer Feststellung auf eine große Zahl von Teiltönen aus und sind daher und wegen der größeren Empfindlichkeit des Ohres bei diesen Frequenzen außerordentlich bedeutsam. Alle Geigenklänge unter e^4, also praktisch alle Geigenklänge überhaupt, haben im Gebiet e^4 bis h^5, in dem die Hopf die wesentlich größeren Amplituden besitzt, Obertöne und die meisten Klänge haben sogar viele; alle Klänge der Stradivari müssen daher weicher klingen als die der Hopf. Das ist auch der schon erwähnte subjektive Eindruck. Auch hat sich gezeigt, daß starke hohe Teiltöne dem Klang eine unangenehme Rauhigkeit, schwache dagegen einen „schlackenfreien", als edel empfundenen Charakter verleihen. Außerdem ergibt sich für die Stradivari aus ihren kleinen Amplituden bei hohen Frequenzen eine noch größere Bevorzugung der tiefen Teiltöne der Klänge gegenüber denen der Hopf, als man allein aus den größeren Amplituden der Stradivari bis d^3 erwarten kann. Dem entspricht der subjektiv angenehme, ungewöhnlich volle Eindruck der Stradivari-Klänge. Große Amplituden bei tiefen und mittleren Frequenzen, besonders kleine Amplituden bei hohen Frequenzen sind danach ein sehr wesentliches Kennzeichen klanglich besonders guter Geigen. Diese Feststellung bedarf aber noch einer Nachprüfung an anderen guten und weniger guten Geigen, über die weiter unten berichtet wird.

Die weiteren Unterschiede zwischen den Frequenzkurven der Hopf und der Stradivari sind gegenüber den bisher festgestellten von geringerer Bedeutung: Das starke Resonanzgebiet der Hopf bei c^2 bis cis^2 muß als ungünstig bezeichnet werden, weil dadurch einige Klänge einen besonders starken, die anderen dafür einen hier besonders schädlichen schwachen Grundton bekommen. Die Geige wird unausgeglichen. Bei der Stradivari ist die Lage durch die Aufspaltung in mehrere mittelhohe Maxima günstiger.

Die beiden größeren Maxima der Stradivari fallen noch dazu im Sinne einer weiteren Ver-

[17]) Aus Feststellungen von H. Backhaus (Wien-Harms, Hdb. Physik 17/3, Leipzig 1934, S. 197): „Liegen dagegen starke Resonanzen zwischen 2000 und 3000 Hz, was man bei minderwertigen Geigen findet, so wird der Klangcharakter mehr näselnd sein", ergibt sich eine andere Ansicht über die Bedeutung des Gebietes a^3 bis e^4 (1740 bis 2607 Hz). Die Backhausschen Feststellungen können aber nicht genügend begründet sein, denn die Stradivari 1717 ist von jedem Näseln frei und wie sie, so besitzen viele andere wertvolle, klanglich ganz ausgezeichnete Geigen starke Resonanzgebiete im Bereich 2000—3000 Hz.

besserung der Ausgeglichenheit günstigerweise zwischen a^1 und b^1, bzw. zwischen cis^2 und d^2, also zwischen musikalisch gebrauchte Klänge, was auch u. a. für das Luftraumresonanzgebiet zwischen c^1 und cis^1 gilt. (Von Stradivarius selbst kann allerdings diese günstige Lage der Resonanzmaxima nicht herrühren. Zu seiner Zeit war die Stimmung ungefähr einen halben Schließlich sei noch auf das ungünstige breite Minimum der Hopf in der Gegend von e hingewiesen.

Die Stradivari ist also bei fast immer genügend starkem Grundton klangfarbenmäßig deutlich ausgeglichener als die Hopf, bei der öfters in größeren und wichtigen Bereichen die Grundtöne der Klänge sehr schwach sind. Die

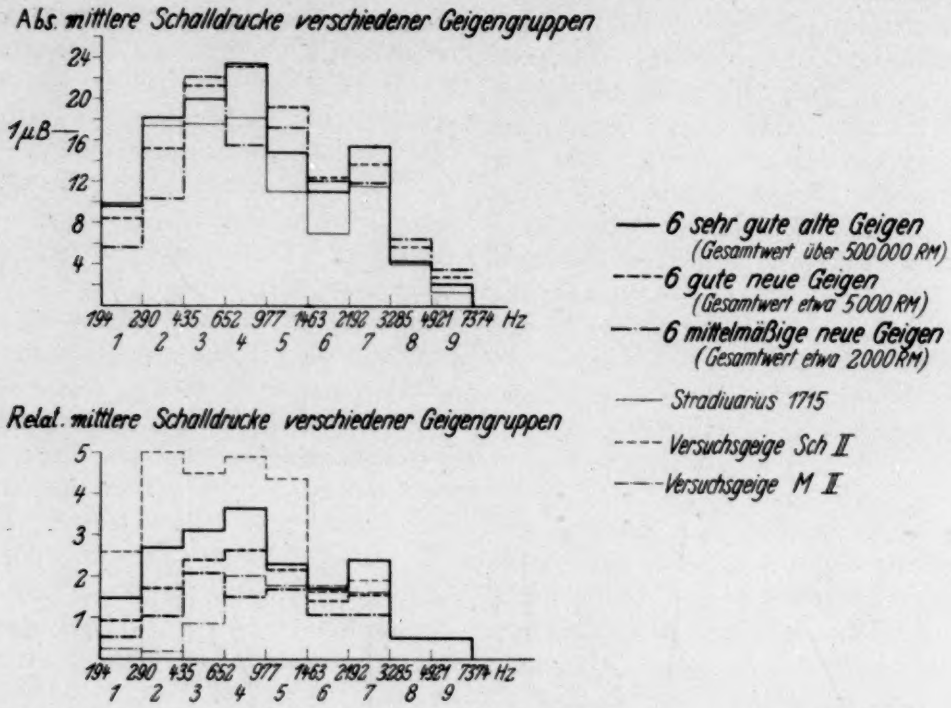


Abb. 3. Vereinfachte Frequenzkurven von Geigen (mittlere Schalldrucke)

Ton tiefer als heute. Inzwischen haben sich weiter die Resonanzmaxima durch bauliche Änderungen (längeren Hals, neuen Balken, neue Stimme, neuen Steg, neue Saiten) und vielleicht auch noch durch Alterungserscheinungen des Holzes etwas verschoben. Auch das folgende Resonanzgebiet e^2 bis d^3 ist bei der Stradivari sehr zweckmäßig ausgebildet. Es weist fast durchweg große verhältnismäßig wenig verschiedene Amplituden auf. Die dort liegenden Klänge besitzen also praktisch alle einen sehr starken Grundton und die vielen Klänge der g-, d^1- und a^1-Saite, deren 4., 3. und 2. Teiltöne in den Bereich e^2 bis d^3 fallen, sind in bezug auf diese wichtigen Teiltöne gut ausgeglichen. bessere Ausgeglichenheit ist ein bemerkenswerter Vorteil. Zwar kann der Spieler etwas ausgleichend wirken, aber es ist immer günstig, wenn die Erzielung eines annähernd gleichmäßigen Klangeindruckes ohne weiteres gegeben ist und nicht erst durch mühevolle Anpassung der Anstrichbedingungen erreicht werden muß, die im Falle der Hopf übrigens gar nicht einmal befriedigend möglich ist.

Das Ziel der Frequenzkurvenaufnahme bestand von Anfang an nicht nur darin, die physikalischen Unterschiede zwischen verschiedenen Geigen festzustellen — damit wäre gerade für den Geigenbauer selbst noch wenig gewonnen gewesen —, sondern über dies darin die physi-

kalischen Unterschiede hinsichtlich ihrer Bedeutung für die Güte der Geigen erfassen zu lernen. Dieses Ziel ist nunmehr, wenn auch noch nicht genügend weit, so doch zu einem guten Teil erreicht. Der noch fehlende Teil ist vor allem eine grundlegende Arbeit über die Bedeutung des Intervalles zwischen Oberton und Grundton für die Klangfarbe in Abhängigkeit von der Frequenz und vom Verhältnis der Teiltonamplituden. Zu den bisherigen Ergebnissen darüber sei hinzugefügt, daß man nicht schlechthin von einer spezifischen Wirkung eines bestimmten Intervalles sprechen darf, etwa derart, daß eine starke Duodezime dem Klang einen „markigen" Charakter verleiht, sondern daß diese Wirkung sehr von der Frequenzlage des Klanges abhängt.

3. *Besprechung der Frequenzkurven von drei Gruppen von Geigen*

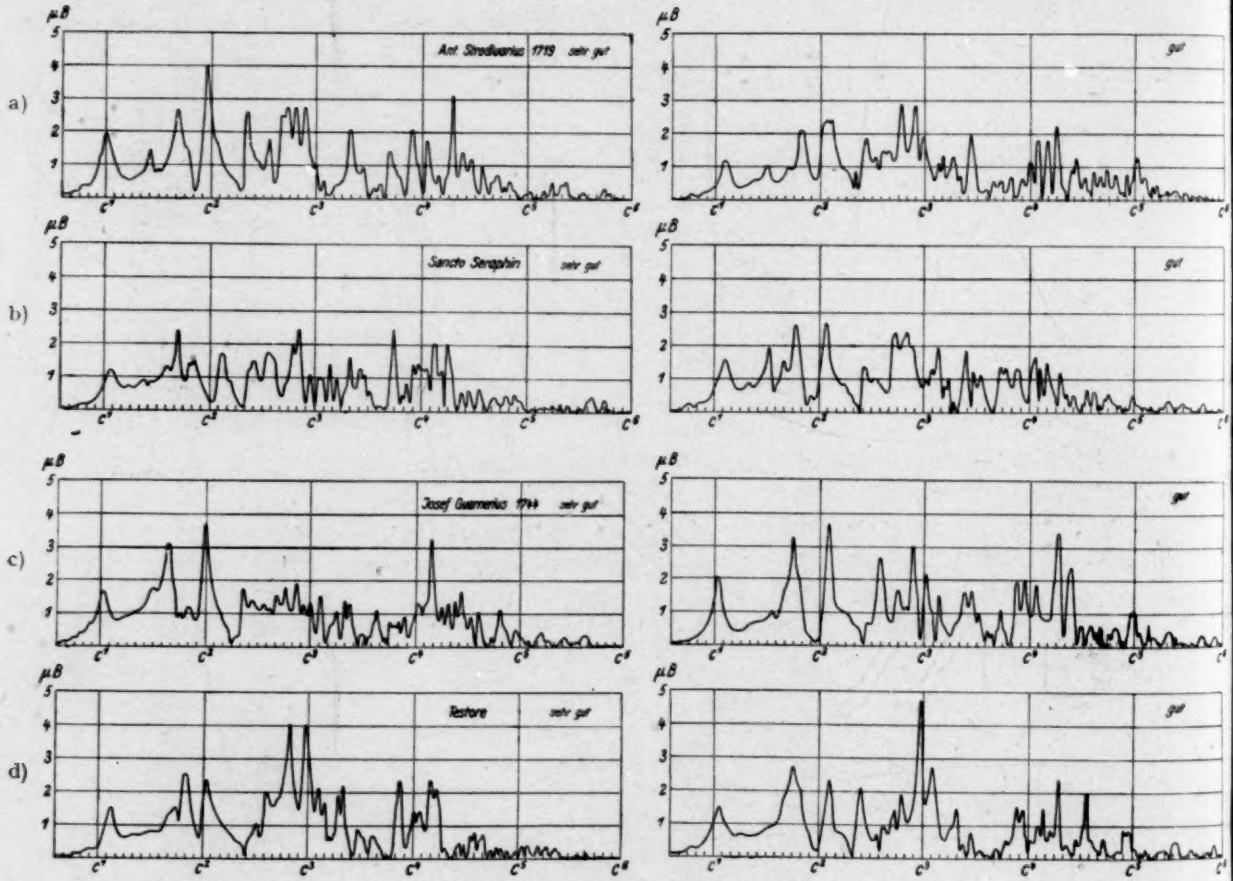
Alle oder auch nur einen nennenswerten Teil der untersuchten Geigen in gleicher Weise zu behandeln, ist hier ganz unmöglich. Man bekommt aber in einfacher Weise einen guten Überblick über viele wichtige Aussagen einer Frequenzkurve, wenn man die Frequenzkurve in einige Frequenzbereiche teilt, und für diese jeweils die mittlere Schalldruckamplitude etwa durch Planimetrieren bildet. Aus den auf diese Weise für zahlreiche Geigen ermittelten Werten lassen sich weiter die mittleren Schalldrucke ganzer Gruppen von Geigen feststellen. Bei einer solchen Mittelwertsbildung werden die weniger bedeutenden nur einzelnen Geigen eigenen Besonderheiten unterdrückt, dafür kommt das allen Geigen einer Gruppe Gemeinsame mehr zur Geltung. So sind für 3 Gruppen von Geigen die treppenförmigen Kurven der Abb. 3 entstanden. Die erste Gruppe (ausgezogen) setzt sich aus den sechs besten der zahlreichen guten alten Geigen zusammen, die bisher untersucht wurden, und zwar sind das drei ganz hervorragende Stradivari aus des Meisters bester Zeit (1715, 1717, 1719), der goldenen Periode, eine wundervolle Guarnerius del Gesu, eine sehr schöne Sancto Seraphin und eine klanglich ausgezeichnete Testore. Der Gesamtwert dieser Gruppe von Geigen beträgt über 500000 RM, und man kann bei diesem Material sagen, daß die Mittelwertskurven nicht nur ein Bild der Resonanzeigenschaften der besten alten, sondern der besten Geigen überhaupt vermitteln. Die zweite Gruppe (gestrichelt, Gesamtwert etwa 5000 RM) besteht aus sechs neuen deutschen Meistergeigen, und zwar handelt es sich um die drei klanglich besten Geigen aus dem Reichsberufswettkampf der Geigenbaumeister 1938 und um die drei klanglich besten der von der Reichsmusikkammer nach der schon erwähnten Prüfung angekauften Geigen. Man darf hier etwa von einem Schnitt durch das Schaffen der besten heutigen Meister sprechen. Die dritte Gruppe (strichpunktiert, Gesamtwert etwa 2000 RM) enthält Geigen mittlerer Güte und derselben Herkunft wie die Geigen der zweiten Gruppe. (Soweit die Frequenzkurven dieser 18 Geigen nicht anderweit in dieser Arbeit gezeigt werden, was für die Frequenzkurven Abb. 1 unten, Abb. 5 unten [gute neue Geige] und Abb. 6 gilt, sind sie in der Abb. 4 wiedergegeben.)

Wir sehen aus Abb. 3 oben, daß mit zunehmender Güte die Amplituden im ersten Frequenzbereich ansteigen. Das heißt, daß das Luftraumresonanzgebiet bei guten Geigen größere Amplituden besitzt, bzw. daß die dort liegenden Klänge einen stärkeren Grundton haben als bei weniger guten Geigen[18]). Subjektiv drückt sich

[18]) Das stimmt nicht mit Feststellungen von H. Backhaus überein (Naturwiss. 43 [1929], S. 837): „Gleichzeitig gibt die Form der Strahlungskurve den Grund dafür, daß diese Resonanz (die Luftraumresonanz. Der Verf.) sich in den Klangkurven so gut wie gar nicht abhebt", und (Wien-Harms, Hdb. Physik 17/3, Leipzig 1934, S. 207): „Bei den Klangaufnahmen tritt sie (die Luftraumresonanz. Der Verf.) aber nur sehr schwach in Erscheinung. Zusammenfassend ist jedenfalls zu sagen, daß durch einen besonderen Aufbau des Instrumentes erreicht ist, diese Resonanz möglichst wenig zur Geltung kommen zu lassen." Wir sehen dagegen an den Frequenzkurven, daß bei Klängen, die im Maximum selbst oder in der Nähe des Maximums der Luftraumresonanz liegen, der Grundton in der Regel 100% und sogar noch größer ist als bei Klängen der weiteren Umgebung. Das Luftraumresonanzgebiet tritt also tatsächlich sehr stark in Erscheinung. Auch kann man nicht etwa sagen, daß es den Geigenbauern durch den besonderen Aufbau der Geige gelungen wäre, das Luftraumresonanz-

das in einer sehr angenehmen größeren Fülle einer Reihe von Klängen der g-Saite aus. In gleicher Weise wirken sich die mit zunehmender Güte ansteigenden Amplituden des zweiten Frequenzbereiches für die d^1-Saite und für weitere Klänge der g-Saite aus. Sie rühren davon her, daß bei besonders guten Geigen das zweite normalerweise etwa zwischen g^1 und d^2 liegende Resonanzgebiet ziemlich weit in den zweiten Frequenzbereich hineinragt, also nach tiefen Frequenzen verschoben ist. Im dritten Frequenzbereich haben die mittelmäßigen Geigen die größten mittleren Amplituden. Das liegt zu einem Teil darin begründet, daß sich das zweite Resonanzgebiet dieser Geigen fast ganz innerhalb der Grenzen des dritten Frequenzbereiches befindet, also nach höheren Frequenzen verschoben ist. Weiter sind aber auch diese mittelmäßigen Geigen tatsächlich unausgeglichener (vgl. dazu auch die Stradivari 1717 und die Hopf). Besonders deutlich zeigt sich das, wenn man die Kurve für die Geigen mittlerer Güte (strichpunktiert) mit der des wertvollsten Instrumentes der ersten Gruppe vergleicht (Stradivari 1715, schwach ausgezogen), einer sehr berühmten Geige, die noch heute von einem bedeutenden Künstler gespielt wird. Diese Geige hat im 2., 3. und 4. Frequenzbereich praktisch völlig gleiche mittlere Amplituden. Im 4. Frequenzgebiet finden wir wieder bei den besten Geigen die größeren mittleren Amplituden und die gleichen Amplituden bei den guten neuen Geigen. Das rührt nicht davon her, daß diese zwei Gruppen von Geigen dort höhere Maxima haben, sondern davon, daß bei ihnen meistens günstigerweise ein geschlossenes Resonanzgebiet vorliegt, wie wir es ähnlich

gebiet möglichst wenig zur Geltung kommen zu lassen. Es kann nach unseren Ergebnissen vielmehr geradezu als ein Ziel des Geigenbaues bezeichnet werden, dem Luftraumresonanzgebiet möglichst große Amplituden zu geben.



schon bei der Stradivari 1717 feststellten und hinsichtlich seiner Auswirkung besprachen. Mithin ergibt sich eine deutliche Überlegenheit der Gruppe bester alter Geigen für die wichtigen ersten vier Frequenzbereiche, also so weit, wie die Geigen zur Zeit ihrer Entstehung benützt wurden.

Im Bereich 5 läßt sich diese Überlegenheit nicht feststellen: Die Grundtöne der alten Meistergeigen sind dort schwächer als die der weniger guten neuen Geigen. Bei der Meisterschaft der altitalienischen Geigenbauer liegt der Schluß nahe, daß der Abfall der Amplitude im Bereich 5 mit der seinerzeitigen oberen Spielgrenze zusammenhängt. Ob man das auch für den Bereich 6 sagen kann, in dem die Amplituden der drei Gruppen von Geigen weniger verschieden und verhältnismäßig klein sind, steht noch nicht fest. Es könnte auch sein, daß dort große Amplituden zu einem Näseln führen (vgl. dazu die Stainer 1674) und daß der Wunsch, das Näseln zu vermeiden, die Amplituden im Bereich 6 maßgebend beeinflußte. Die physikalischen Unterschiede im Bereich 7, in dem die besseren Geigen die größeren Amplituden haben, wirken sich nach den bisherigen Beobachtungen (vgl. die Besprechung der Stradivari 1717) für diese Geigen günstig aus. Zusammengenommen sind aber die Unterschiede der mittleren Amplitude zwischen den drei Gruppen in den Bereichen 5, 6 und 7 nicht so, daß sie für die dort liegenden Klänge[19]) oder für die sehr verschiedene Qualität der 3 Gruppen von Geigen von erheblicher oder gar grundlegender Bedeutung sein könnten.

Anders verhält es sich mit den in den Frequenzbereichen 8 und 9 festgestellten Unterschieden. Wir wissen bereits, daß aus verschiedenen Gründen kleinere physikalische Unter-

[19]) Unter der Frequenz eines Klanges wird immer, wie allgemein üblich, die Frequenz seines Grundtones verstanden.

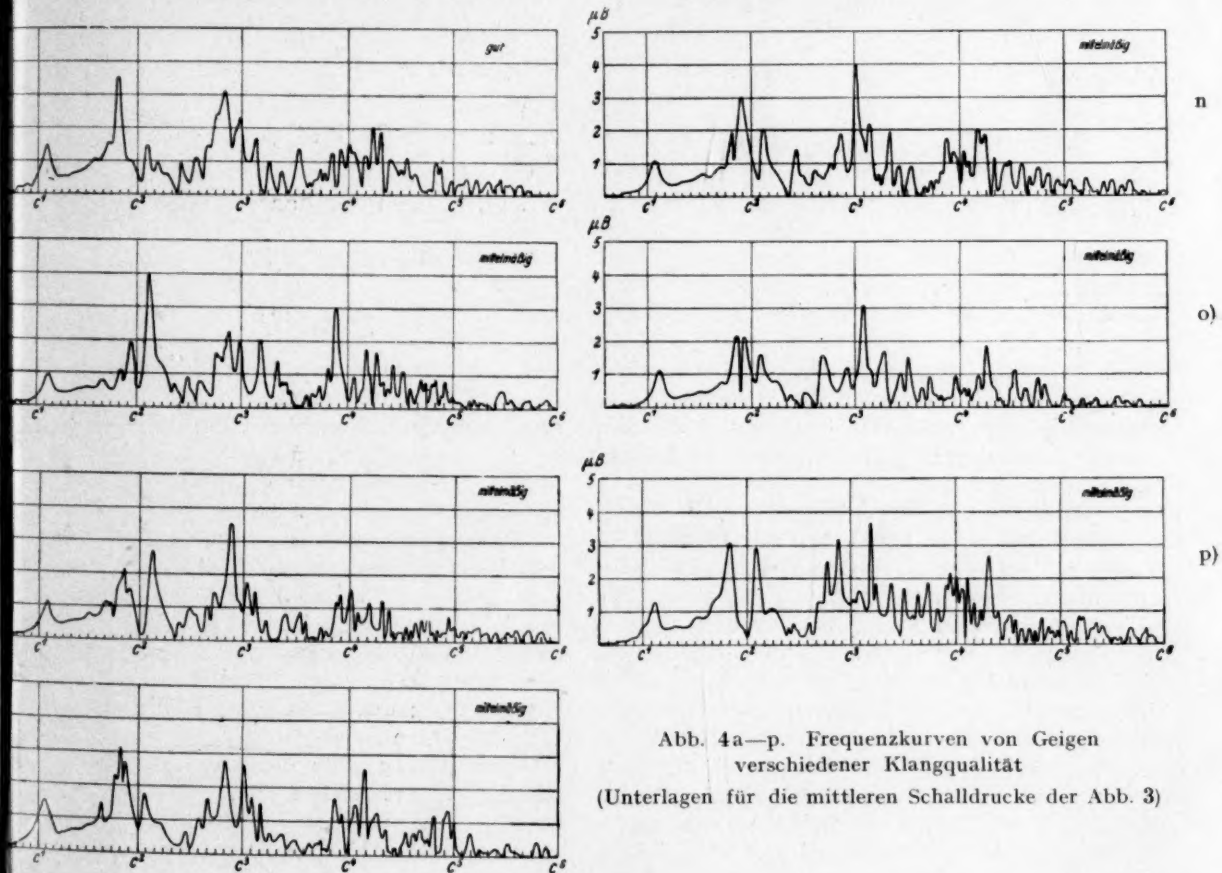


Abb. 4a—p. Frequenzkurven von Geigen verschiedener Klangqualität
(Unterlagen für die mittleren Schalldrucke der Abb. 3)

schiede in diesen Bereichen musikalisch recht bedeutsam sind. Außerdem läßt sich für den mittleren Schalldruck eine deutliche Tendenz feststellen: Er steigt mit abnehmender Güte an. Schließlich ist der Anstieg schon physikalisch sehr beträchtlich. Er beträgt etwa 50% von der Gruppe mittelmäßiger Geigen zur Gruppe bester Geigen. In Verbindung mit dem subjektiv viel weicheren, vollen Eindruck der Klänge der besten Geigen zeigt sich also: Kleine Amplituden bei hohen Frequenzen sind ein wesentliches Kennzeichen klanglich hervorragender Geigen[20]). (Sie wirken sich natürlich auch auf die Klänge in den Bereichen 5, 6 und 7 aus, für die sich bisher keine wirklich bedeutungsvollen Gütemerkmale ergaben.)

4. Hauptsächlichste Kennzeichen guter Geigen

Zusammengefaßt ergibt die Betrachtung aller Frequenzbereiche für die Schalldruckamplitude: Gute Geigen haben bei tiefen und mittleren Frequenzen größere, bei hohen kleinere Schalldruckamplituden als weniger gute Geigen. Im Übergangsbereich sind keine sehr wesentlichen Unterschiede vorhanden. Dieser Befund stimmt mit dem überein, der schon bei der Untersuchung der Stradivari 1717 und der Hopf erhalten wurde.

Bemerkenswert ist noch, daß, wenn man vom Bereich 6 absieht, wegen der starken Hervorhebung des Bereiches 7 die großen Amplituden bei vielen der besten alten Geigen bis zur heutigen oberen Spielgrenze reichen, um dann auf einen sehr kleinen Betrag abzusinken. Die Forderungen, die sich aus der in den letzten Jahrhunderten erfolgten Verschiebung der Spielgrenze nach oben ergeben, sind also bei ihnen bereits erfüllt. Dieses günstige Verhalten im Bereich 7 kann allerdings nicht gut auf die alten Meister zurückgeführt werden, jedenfalls nicht in dem Sinne, daß die alten Meister die hohen Klänge bewußt gestaltet haben. Möglicherweise sind überhaupt die großen Amplituden der Gruppe bester alter Geigen im Bereich 7 erst durch spätere bauliche Änderungen hervorgerufen worden. Dafür finden sich Anhaltspunkte, doch kann noch keine genügend begründete Beantwortung dieser Frage gegeben werden.

Schon bei der Stradivari 1717 fiel ein besonders großes Verhältnis zwischen den Amplituden tiefer und hoher Teiltöne der Klänge als Kennzeichen guter Qualität auf. Dasselbe zeigten die drei Gruppen verschiedenwertiger Geigen Abb. 3 (oben), in noch deutlicherer Form läßt es aber

[20]) Das bedeutet eine Bestätigung früherer Einzelergebnisse des Verf., die bei Aufnahmen von Frequenzkurven zum Lackeinfluß gewonnen wurden (s. Anm. 5), auch hat F. A. Saunders (s. Anm. 11) auf Grund der Frequenzkurve einer schlechten Geige die ungünstige Wirkung starker Amplituden über 3000 Hz festgestellt. H. Backhaus hat dagegen jahrelang die entgegengesetzten Anschauungen vertreten und stellte z. B. fest (Wien-Harms, Hdb. Physik 17/3 Leipzig 1934, S. 197), „daß für die Schönheit und Tragfähigkeit eines Geigenklanges eine starke Resonanz in der Gegend von 3000 Hz von besonderer Bedeutung zu sein scheint. Je besser das Instrument beurteilt wird, um so stärker ist diese Resonanz und im allgemeinen auch um so höher." Einen Begriff davon, in welchem Maße nach damaliger Ansicht die Amplituden bei hohen Frequenzen die bei tiefen ungefähr überragen sollten, kann Abb. 7, S. 197 des eben erwähnten Handbuchartikels vermitteln. Weiter vermutete Backhaus, die Klänge einer guten Geige müßten *i*-Charakter haben, auf diesen *i*-Charakter würden die Bezeichnungen des Instrumentes: gigue, Fiedel, Violine hindeuten, die alle ein *i* enthalten, und „demnach wäre eine Geige um so besser, je stärker und reiner sie den eigentlichen *i*-Formanten (3000—4000 Hz) enthält." Abgesehen davon, daß der Geigenklang seinen Charakter stark mit der Frequenz ändert und sehr oft selbst den geringsten Anklang an ein *i* vermissen läßt, handelt es sich hier in Wirklichkeit um drei verschiedene Instrumente, von denen nur die Violine mit der Geige identisch ist. Außerdem haben die Bezeichnungen noch aus anderen Gründen nichts mit einem *i*-Charakter des Klanges zu tun. Es ist erfreulich, daß nunmehr auch H. Backhaus einer anderen Auffassung zuzuneigen scheint [vgl. Forschg. u. Fortschr. 28 (1938), S. 138: „neuere Feststellungen an Resonanzkurven haben erkennen lassen, daß hier (in der Hervorhebung der hohen Frequenzen. Der Verf.) auch des Guten zu viel geschehen kann; der Klang kann dann unangenehm scharf und schrill werden."], obgleich die dort gezeigte Frequenzkurve diese neue Backhaussche Auffassung nicht zu stützen vermag, denn gerade sie zeigt über 3000 Hz große Schalldrucke.

Abb. 3 (unten) erkennen. Dort sind die mittleren Schalldrucke der verschiedenen Frequenzbereiche auf den mittleren Schalldruck des Frequenzbereiches 8 und 9 (3285—7374 Hz) bezogen (es sind also die Schalldrucke im Klangbereich der Geige[21]) auf die oberhalb des Klangbereiches bezogen). Bei den mittelmäßigen Geigen ist also z. B. im Bereich 7 die relative mittlere Amplitude doppelt so groß als im Frequenzbereich 8 und 9, bei den guten neuen Geigen etwa 3mal so groß usw. Wir sehen deutlich, daß die Kurve der allerbesten Geigen über der Kurve der neuen guten deutschen Meistergeigen und diese wieder über der der neuen Geigen mittlerer Güte liegt: Die relativen mittleren Schalldrucke steigen im gesamten Klangbereich der Geige mit zunehmender Güte an. Unser Ergebnis läßt sich in verschiedener Weise auswerten. Wir wollen hier nur das Amplitudenverhältnis zwischen Grundton und hohen Obertönen betrachten. Dafür ergibt sich: Bei den Geigen hervorragender Klangqualität ist im Mittel das Amplitudenverhältnis zwischen Grundton und den zahlreichen Obertönen, die über 3000 Hz liegen, größer als bei den weniger guten Geigen[22]). Hierin liegt die Erklärung dafür, daß die besten Geigen im allgemeinen in allen Frequenzbereichen subjektiv voller klingen als die Geigen geringerer Güte. Selbst in den Frequenzbereichen, in denen in unserem Falle die Geigen mittelmäßiger Güte absolut größere Grundtonamplituden haben als die besten Geigen, in den Bereichen 3, 5 und 6, ist das Amplitudenverhältnis zwischen Grundton und hohen Obertönen bei den besten Geigen doch noch größer als bei allen weniger guten. Hier sei noch kurz erwähnt, daß in selteneren Fällen auch Geigen vorkommen, bei denen das Ver-

[21]) Klangbereich = Grundtonbereich = g bis gis^4 = Frequenz- bzw. Teiltonbereich.

[22]) Das stimmt mit Ergebnissen von Untersuchungen einzelner Klänge überein, die schon Helmholtz (Lehre von den Tonempfindungen, 1913, S. 192ff.), C. W. Hewlett (Physic. Rev. 35 [1912], S. 359), D. C. Miller (The Science of Musical Sounds, 1916, S. 211) und R. B. Abbott (J. Acous. Soc. Am. 7 [1935], S. 111ff.) durchgeführt hatten. Auch sei auf eine nunmehr weitgehend bestätigte Vermutung von Stumpf aus dem Jahre 1926 hingewiesen (Sprachlaute, 1926, S. 410): „Vermutlich sind bei guten Geigen die tieferen Teiltöne absolut und relativ stärker als bei schlechten Geigen." H. Backhaus schließt (Z. Physik 72 [1931], S. 218), „daß eine gute Geige bei etwa 700 Hz als Nullstrahler schwingen muß", und weist darauf hin (Wien-Harms, Hdb. Physik 17/3, Leipzig 1934, S. 210), „daß durch diese Rückbildung der Strahlerordnung (zum Nullstrahler. Der Verf.) die endgültige stärkere Unterteilung des Körpers, die ja mit zunehmender Frequenz eintreten muß, nach höheren Frequenzen hin verschoben wird. Dadurch werden die hohen Frequenzen hervorgehoben." Da wir eine Verschiebung des Schwergewichtes nach tiefen Frequenzen mit zunehmender Güte feststellen, besteht hier ein Widerspruch zu unserem experimentellen Befund. Dazu sei festgestellt, daß von Backhaus tatsächlich nur zwei als erstklassig bezeichnete Geigen auch wirklich bei f^2, dem Gebiet des Nullstrahlers, untersucht wurden, die drei als gut bzw. als minderwertig bezeichneten Geigen, bei denen der Nullstrahler nicht gefunden wurde, dagegen nur bei b^1 und c^3, bei h^1 und bei cis^2 und g^2 (Z. Physik 62 [1930], S. 143; 72 [1931], S. 218), also in einem meistens sehr weiten Abstand von f^2. Diese Geigen hätten auch bei f^2 und in der Nähe von f^2 untersucht werden müssen. Weiter hat sich später gezeigt (s. Anm. 27), daß dem Knotenlinienbild selbst keine so überragende Bedeutung zukommt, daß sich die Klangqualität stark ändern läßt — von sehr schlecht nach sehr gut — ohne daß sich die Knotenlinien beachtlich ändern, sie verschieben sich nur in ihrer Frequenzlage. Auch weisen die vorliegenden Knotenlinienbilder darauf hin, daß sich alle normal gebauten Geigen überhaupt nicht wesentlich in ihren Knotenlinienbildern voneinander unterscheiden, mindestens nicht im bisher eingehender untersuchten tiefen und mittleren Frequenzbereich, in dem Bereich also, der hier zur Besprechung steht. Auch von einem anderen Gesichtspunkt aus verliert der Backhaussche Schluß über die Notwendigkeit des Nullstrahlers an Wert. Dieser Schluß stützt sich auf eine gegenüber anderen Einflüssen hohe Bedeutung der Strahlungsdämpfung von Geigenkörpern für die gemessenen Schalldruckamplituden. Es lassen sich aber mehrere experimentelle Ergebnisse anführen, nach denen der Strahlungsdämpfung nicht die ihr zugeschriebene hohe Bedeutung zukommt. In einem Falle wurde bereits darauf hingewiesen (s. Anm. 18). Weiter herrscht nach H. Backhaus (Z. techn. Physik 12 [1928], S. 491) auf Grund der Strahlungsdämpfung des Geigenkörpers bei Geigenklängen von 300 Hz oder noch etwas höher ab immer der Grundton vor und „gelegentliches Zurücktreten hat seinen Grund in

hältnis zwischen Grundton und hohen Teiltönen für einen angenehmen Eindruck zu groß ist. Darauf wird weiter unten eingegangen.

Unsere Aussage gilt für mittlere Amplituden, also für den Eindruck, den man im allgemeinen, d. h. beim Spielen vieler Klänge, bei normalem Spiel, von den Geigen bekommt. Wie die Frequenzkurven zeigen, gibt es auch Klänge, die von der Regel abweichen. Man braucht nur die Klänge zu betrachten, deren Grundtöne bei den weniger guten Geigen mit einem größeren Maximum, bei den besten Geigen mit einem ausgeprägten Minimum der Frequenzkurve zusammenfallen. Der an den besten Geigen festgestellte Wohllaut rührt nach unseren bisher angeführten Ergebnissen also des näheren davon her, daß bei der überwiegenden Zahl der Klänge dieser Geigen die absolute und relative Amplitude des Grundtones größer ist (die Klänge voller klingen) und bei allen Klängen die hohen Teiltöne schwächer sind (alle Klänge weicher und edler klingen) als bei weniger guten Geigen.

Über die praktische Bedeutung der Mittelwertskurven ist zu sagen, daß sich die Angaben der Abb. 3 (oben) über die absoluten Amplituden verschiedenwertiger Geigen u. a. dazu benützen lassen, die klangliche Qualität von Geigen objektiv zu bestimmen. Natürlich muß man dabei berücksichtigen, daß Toleranzen vorhanden sind. Sie betragen ungefähr bis zu $\pm 20\%$, sind nicht in allen Frequenzbereichen gleich und haben ihre hauptsächlichste Ursache darin, daß schon das Klangideal eines einzelnen Menschen meistens nicht so sehr genau festliegt und die Klangideale verschiedener Menschen noch mehr streuen. Auch die Kurven der Abb. 3 (unten) leisten bei einer Prüfung gute Dienste (und ihre wirkliche Bedeutung wird noch auffälliger, wenn man folgendes berücksichtigt): Alle Geigen, deren Kurven deutlich außerhalb der Toleranzen und oberhalb der Mittelwertskurve für die Gruppe bester Geigen oder unterhalb der Kurve für Geigen mittlerer Güte liegen, sind sehr mäßige Geigen und eigentlich gemeinhin als schlecht zu bezeichnen. Die beiden Arten schlechter Geigen klingen natürlich an sich sehr verschieden, die eine Art etwa zu dunkel, dumpf, „topfig", die andere zu hell, näselnd, hart. Für jede andere Geige handelt es sich bei der Feststellung ihrer Klasse darum, nachzusehen, welcher der drei Gruppenkurven ihre Kurve sich am meisten nähert (wobei das Verhalten in den Frequenzbereichen 1—4, wie wir wissen, besondere Beachtung verdient). Das ist nicht immer einfach. Es gibt Geigen, deren Kurve für die relativen mittleren Schalldrucke gerade zwischen zwei Gruppenkurven liegt. In solchen Fällen, wo selbst eine eingehende subjektive Prüfung, auf die sich ja die Mittelwertskurven erst stützen, zu keiner Entscheidung führte, wäre es unsinnig, nun auf Grund der objektiven Sachlage doch noch eine Zuordnung zu einer bestimmten Klasse vornehmen zu wollen. Auch kommen, allerdings in geringerer Zahl, Geigen vor, die in Abhängigkeit von der Frequenz einen deutlich anderen Gang des mittleren relativen Schalldruckes aufweisen, als ihn unsere Abb. 3 (unten) zeigt, z. B. etwa derart, daß der mittlere relative Schalldruck sich in den Bereichen 1 und 2 dem der Gruppe bester Geigen, in den

---

Unvollkommenheiten des Anstrichs oder ungünstigem Saitenmaterial und ist durch Behebung dieser Mängel stets leicht zu beseitigen". Das ist aber nicht so. Selbst bei hohen Frequenzen finden sich immer wieder Klänge, die auch bei noch so vollkommenem Anstrich und noch so guten Saiten keinen vorherrschenden Grundton geben. Sie liegen dort, wo die Frequenzkurve Minima zeigt. Auch aus BACKHAUSschen Frequenzkurven ließe sich das nachweisen. Schließlich ergibt sich die relativ geringe Bedeutung der Strahlungsdämpfung bei mittleren und hohen Frequenzen auch noch aus einem anderen Umstand. Es wird wohl nirgends bezweifelt, daß etwa oberhalb von 700 Hz in großen Zügen die Strahlerordnung des Geigenkörpers mit der Frequenz zunimmt. Vermindert man die Holzdicke einer Geige, wandern die Knotenlinienbilder nach tieferen Frequenzen, die Strahlerordnung steigt, die Strahlungsdämpfung nimmt ab. Danach müßte, wenn die Strahlungsdämpfung von erheblicher Bedeutung wäre, mindestens über f^2 die Abstrahlung mit abnehmender Holzdicke geringer werden, aber das Gegenteil ist der Fall: Die Schalldruckamplituden steigen mit abnehmender Holzdicke (das bedeutet: mit wachsenden Körperamplituden) stark an.

Bereichen 3 und 4 dem der Gruppe mittelmäßiger Geigen annähert. Sie werden nicht etwa als gut, sondern als mäßig oder schlecht beurteilt, ihre Saiten sind gegeneinander nicht ausgeglichen, und ihre Klangfarbe läßt zu wünschen übrig.

Ähnliche Mittelwerte für verschiedene Klassen von Geigen ließen sich auch noch für andere Gütemerkmale angeben, z. B. für die Ausgeglichenheit und für die Dynamik. Vor allem war es jedoch notwendig, in das auf den ersten Blick heillose, unentwirrbar erscheinende Durcheinander der verschiedensten Geigenqualitäten in bezug auf besonders wichtige Merkmale, in bezug auf die absoluten Amplituden und auf das Amplitudenverhältnis zwischen tiefen und hohen Teiltönen eine gewisse Ordnung zu bringen.

Es wäre aus praktischen Gründen auch wünschenswert, für die gesamte musikalische Güte einer Geige eine einzige Note geben zu können, obgleich die Ergebnisse der Einzeluntersuchungen immer die aufschlußreichsten Aussagen vermitteln, während eine Gesamtnote über die einzelnen Eigenschaften der Geige ja gar keine Auskunft geben kann. Dazu sei aber festgestellt: Geigen verhalten sich in den verschiedenen zu untersuchenden Richtungen hinsichtlich ihrer Güte sehr oft verschieden. In einer Richtung, etwa in bezug auf das Amplitudenverhältnis der Teiltöne, gehören sie z. B. zur besten Klasse, in einer anderen, etwa hinsichtlich der absoluten Amplituden bei hohen Frequenzen zur guten und in einer dritten Richtung vielleicht sogar zur schlechten Klasse (vgl. dazu auch eine frühere Arbeit[4]). Dem Physiker ist es heute möglich, die Einzeluntersuchungen mit hoher Genauigkeit durchzuführen. Er kann in den einzelnen Richtungen auch für die musikalische Güte der Geige Feststellungen treffen, die die Genauigkeit der subjektiven Beobachtung öfters bei weitem überschreiten. Die Zusammenfassung der Einzelergebnisse zu einer Gesamtnote ist jedoch nicht mehr Sache des Physikers. Sie erfordert weitere, z. T. sehr schwierige subjektive Untersuchungen, und es steht nach Stichproben fest, daß bei der Erteilung einer Gesamtnote die hohe Genauigkeit der Einzelaussagen zu einem guten Teile wieder verlorengeht.

Gleiche Ergebnisse über die Bedeutung großer Amplituden bei tiefen und kleiner bei hohen Frequenzen wurden auch bei der Aufnahme von Frequenzkurven für mehrere Bratschen und Celli gefunden, ebenso bei Klanguntersuchungen, die als Stichproben an guten und schlechten Zupfinstrumenten (Zithern und Gitarren) durchgeführt wurden. Sie gelten nach vielen eingehenden subjektiven Beobachtungen an zahlreichen Instrumenten verschiedener Meister auch für Lauten und Mandolinen. Untersuchungen von Meyer und Buchmann[23]) zeigen, daß bei der im allgemeinen als außergewöhnlich wohllautend empfundenen Harfe das Schwergewicht im Klangspektrum gegenüber anderen Saiteninstrumenten sehr stark nach tiefen Teiltönen verschoben ist. Auch für Klavier und Flügel ergeben sich gleiche Ansichten. In derselben Arbeit wird darauf hingewiesen, daß bei Flügeln die Zahl der Teiltöne geringer und der Grundton stärker ausgeprägt ist als bei Klavieren. Der Klang von Flügeln wird aber im allgemeinen gegenüber dem von Klavieren als wesentlich schöner empfunden.

Nach diesen Ergebnissen ist es also so, daß nicht nur Geigen, sondern alle unsere heutigen Saiteninstrumente dann als klanglich besonders wertvoll zu beurteilen sind, wenn in ihren Klängen das Schwergewicht in besonders starkem Maße auf Grundton und tiefen Obertönen liegt. Ob das auch für Blasinstrumente gilt, müssen weitere Versuche zeigen. Das Ergebnis von Experimenten über Stereophonie, die Dipl.-Ing. Warnke im Rahmen einer Hauptversammlung der Deutschen Kinotechnischen Gesellschaft kürzlich im Luxorpalast in Berlin vorführte, weist darauf hin, daß ganz allgemein die Notwendigkeit einer ungeschwächten Übertragung der höchsten Frequenzen für die Natürlichkeit des Klanges und damit auch die Bedeutung der höchsten Frequenzen für die Klangfarbe manchmal überschätzt worden ist. Die normale Einkanal-Übertragung gab den üblichen un-

[23]) E. Meyer und G. Buchmann, Die Klangspektren der Musikinstrumente, S.-B. preuß. Akad. Wiss., Phys.-math. Kl. 32 (1931).

natürlichen und unschönen Lautsprecherklang, dessen Ursache ohne Kenntnis der wirklichen Bedeutung der Stereophonie wohl vielerseits zum guten Teil in einer mangelhaften Übertragung der hohen Frequenzen vermutet worden wäre, während, wie das Experiment zeigte, eine fast 100%ige Natürlichkeit mit einer Mehrkanal-Übertragung gleichen Frequenzganges erreicht werden kann.

5. Zur Tragfähigkeit guter Geigen

Das bei den besten altitalienischen Meistergeigen besonders große Amplitudenverhältnis zwischen tiefen und hohen Teiltönen und die besonders kleinen Amplituden bei hohen Frequenzen lassen eine weitere bekannte Eigenschaft von Geigen erklärlich erscheinen: die mehr oder minder gute „Tragfähigkeit". Verschiedene Tragfähigkeit besitzen nach dem üblichen Sprachgebrauch zwei Geigen, die am Ohr etwa gleich laut klingen, von denen aber die eine in weiterer Entfernung, z. B. etwa auf den letzten Reihen eines Konzertsaales, noch sehr gut gehört wird, die andere nur wenig. Nach allgemeiner und durch Künstlererfahrung begründete Ansicht tragen die alten Meistergeigen besonders gut. Berücksichtigt man noch, daß in einem besetzten Konzertsaal die hohen Frequenzen besonders stark absorbiert werden, zeigen sich wesentliche Ursachen der verschieden guten Tragfähigkeit: Von den Klängen einer guten Geige wird weniger absorbiert als von den Klängen einer schlechten Geige. Deshalb tragen die guten Geigen besser[24]). Die Schwächung der schlechten Klänge macht sich überdies noch stärker bemerkbar als man aus den Schluckgraden des besetzten Konzertsaales erwarten sollte, weil die stark geschluckten Frequenzen in einem Gebiet liegen, in dem das Ohr besonders empfindlich ist.

[24]) H. Backhaus gab eine andere Erklärung für die hohe Tragfähigkeit guter Geigen, die sich darauf stützt, daß gute Geigen oberhalb 3000 Hz starke Resonanzen haben, vgl. Anm. 20. Dieser Erklärung stehen unsere experimentellen Ergebnisse entgegen, daß gute Geigen bei hohen Frequenzen gerade kleine Amplituden besitzen.

6. Zur Ansprache guter Geigen

Neben der günstigen Bedeutung der kleinen Amplituden bei hohen Frequenzen für einen edlen weichen Klang und indirekt für eine gute Tragfähigkeit dürfte eine weitere wichtige Eigenschaft von Geigen zu einem guten Teile in ihnen begründet liegen: Die gute, insbesondere die weiche und schnelle Ansprache, und zwar aus folgenden Gründen: Vermindert man während des Anstreichens allmählich den Bogendruck, so schlägt, was besonders beim Cello, aber auch auf den tiefen Saiten der Geige gut zu sehen ist, die Grundschwingung in die Schwingung mit einem Knoten, in die zweite Teilschwingung um, schließlich in die dritte usw. Zur Erregung der hohen Teilschwingungen braucht also offenbar weniger Arbeit geleistet zu werden als zur Erregung der tiefen. Raman hat dazu die Theorie geliefert[25]). Die Vorgänge beim Aufsetzen des Bogens folgen gleichen Gesetzen, laufen aber natürlich in umgekehrter Reihenfolge ab. Beim Aufsetzen des Bogens reicht anfangs der vorhandene Druck nicht aus, um die Grundschwingung zu erzeugen, es entsteht eine höhere Teilschwingung und erst mit dem Steigen des Bogendruckes nach und nach die tiefere, im allgemeinen zuletzt die Grundschwingung[26]). Werden nun die hohen Frequenzen von der Geige praktisch nicht abgestrahlt, besteht danach auch der Einschwingvorgang im wesentlichen nur aus tiefen Teiltönen und wird besonders kurz empfunden. Dem entspricht aber auch der subjektive Eindruck, den man von der Ansprache besonders guter Geigen in der Regel hat: Der Klang scheint sofort da zu sein, und es fehlen die hohen Frequenzen beim Ansprechen des Klanges. Die Geige spricht sauber, weich, nicht „grießlich", ohne Bogengeräusch an.

Eine weitere Ursache der schnellen Ansprache könnte in der Dämpfung der besten alten Geigen begründet liegen, die bei Systemen mit linearem

[25]) C. V. Raman, Ind. Assoc. Sci. Bull. 15 (1918) S. 62.

[26]) Backhaus (Z. techn. Physik 13 [1932], S. 31) hat bei der Untersuchung von Einschwingvorgängen an Geigenklängen die Ramansche Theorie bestätigt gefunden.

Anregungsmechanismus allein den Einschwingvorgang beherrscht, während er hier zweifellos in starkem Maße von der eben besprochenen Saitenerregung abhängt. Doch sind die Unterschiede in der Dämpfung nicht derart, daß die bessere Ansprache bester alter Geigen zu einem beträchtlichen Teil in ihrer größeren Dämpfung erblickt werden könnte.

noch sehen, daß auch unter dem Gesichtspunkt der Holzdicken die Ansprache der Gruppe alter Geigen in der Regel besser ist.

7. Zur Ausgeglichenheit und zur Dynamik guter Geigen

Weitere Kennzeichen guter Klangqualität, die aber nicht ganz die Bedeutung der bisherigen

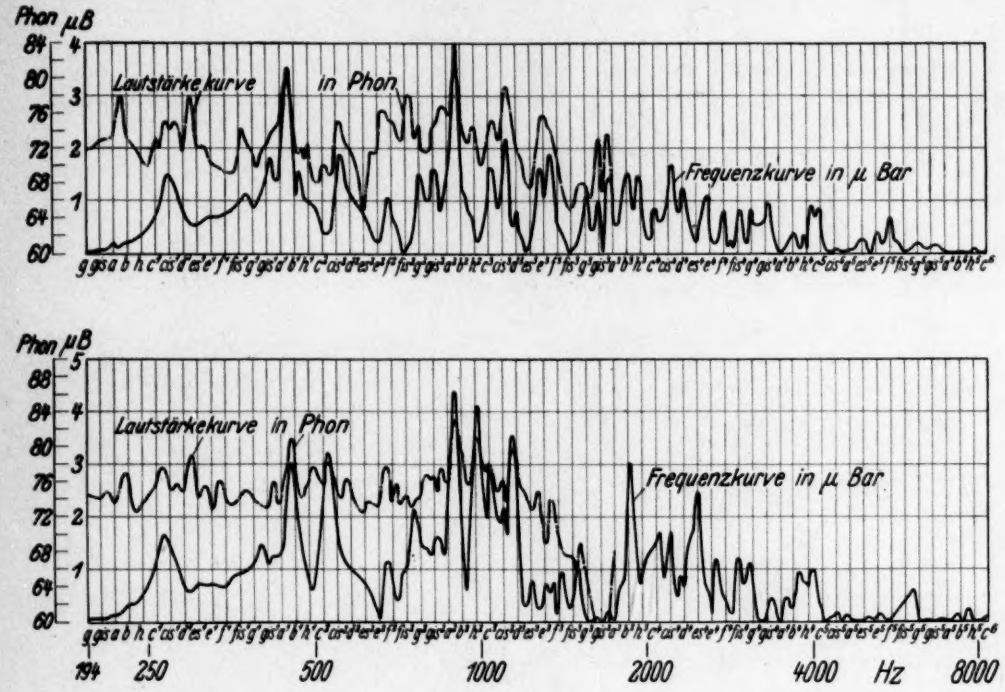


Abb. 5. Zur Ausgeglichenheit der Lautstärke von Geigen

Schließlich spricht man manchmal noch von einer besseren Ansprache, wenn bei gleichen Anstrichbedingungen eine höhere Amplitude des stationären Klanges erreicht wird. Die Ursache dieser guten „Ansprache" liegt in der Holzdicke begründet — denn mit abnehmender Holzdicke steigen nach experimentellen Erfahrungen[5]) [27]) Körper- und Schalldruckamplituden bei gleichbleibenden Anstrichbedingungen in starkem Maße an — möglicherweise auch etwas in einem auf günstigeren Materialeigenschaften (kleinerer innerer Reibung) beruhenden besseren Wirkungsgrad. Wir werden

haben, liegen in der Ausgeglichenheit begründet. Man versteht darunter den mehr oder weniger gleichmäßigen Verlauf der Lautstärke und der Klangfarbe beim Fortschreiten von Ton zu Ton auf einer Saite oder beim Übergang von einer Saite zur anderen. Die bessere Ausgeglichenheit der Klangfarbe guter Geigen ist schon erwähnt worden. Hier soll deshalb nur die Ausgeglichenheit der Lautstärke besprochen werden.

Die Abb. 5 zeigt Beispiele von Geigen verschieden guter Ausgeglichenheit. Die Geige Abb. 5 (unten) ist zweifellos in der Lautstärke recht gut ausgeglichen, die Geige Abb. 5 (oben) verhältnismäßig wenig. Die Ursachen der verschiedenen Ausgeglichenheit zeigen die zu-

[27]) H. Meinel, Elektr. Nachr.-Techn. 14 (1937), S. 119.

gehörigen Frequenzkurven. Schon in großen Zügen sieht man, daß bei der gut ausgeglichenen Geige mehrere gleichhohe beträchtliche Maxima vorliegen, auch finden sich geschlossene Resonanzgebiete mit sehr schmalen Minima. Im einzelnen zeigt sich folgendes: Bei der gut ausgeglichenen Geige ist bis auf die Resonanzmaxima zwischen a^1 und b^1 und a^2 und b^2 ein Oktavenabstand der Resonanzmaxima vermieden. Wir finden sogar öfters eine Oktave oder eine Duodezime über einem Maximum ein Minimum oder umgekehrt. So finden wir bei b^1 ein Maximum, b^2 fast ein Minimum; bei $h^1 + {}^1/_8$ ein Minimum, $h^2 + {}^1/_8$ ein Maximum; bei $c^2 + {}^1/_2$ ein Maximum, $c^3 + {}^1/_2$ ein Minimum; bei $cis^2 + {}^1/_2$ kleine Amplituden, $cis^3 + {}^1/_2$ ein Maximum; bei gis^2 mittlere Amplituden, bei gis^3 Amplitude Null, bei es^4 ein Maximum; bei $a^2 + {}^1/_2$ ein Maximum, $a^3 + {}^1/_2$ kleine Amplituden; bei h^2 ein Maximum, h^3 ein Minimum. Die gute Ausgeglichenheit dieser Geige ist also erklärlich.

Die weniger gut ausgeglichene Geige besitzt dagegen zwei Maxima, die alle anderen bedeutend überragen. Dann sind die Minima breiter und haben öfters fast die Amplitude Null. Im einzelnen zeigt sich, daß die zwei bedeutendsten Maxima sogar Oktavenabstand haben. Weiter finden wir Oktavenabstand bei $cis^2 + {}^1/_8$, $cis^3 + {}^1/_8$, $cis^4 + {}^1/_8$. Die Unterschiede in der Ausgeglichenheit beider Geigen sind danach verständlich.

Die beiden eben erwähnten Geigen wurden auch von einem Sachverständigenausschuß geprüft. Die verschieden gute Ausgeglichenheit war dem Prüfungsausschuß bei einer ersten Prüfung entgangen, weil im wesentlichen die Klangschönheit beurteilt wurde. Die beiden Geigen wurden deshalb nochmals geprüft. Ohne jede gegenseitige Beeinflussung wurde dabei von jedem der Sachverständigen die bedeutend geringere Ausgeglichenheit der einen Geige festgestellt und als deutlicher Mangel bezeichnet. Dasselbe ergab ein Kontrollversuch.

Weiter unterscheiden sich Geigen dadurch, daß sie mehr oder minder geringe Lautstärkeunterschiede beim Übergang von einer Saite zur anderen aufweisen. In besonders starkem Maße tritt das bei Geigen meistens beim Übergang von der a^1-Saite zur e^2-Saite auf, bei Bratschen beim Übergang von der c- zur g-Saite. Beispiele zweier Bratschen, von denen die eine (Matteo Goffriller) ganz außerordentlich gut von Saite zu Saite ausgeglichen ist, die andere (Leopold Widhalm) wenig, wurden in einer kürzlich erschienenen Arbeit gezeigt[4]. In bezug auf die Ausgeglichenheit sind die Unterschiede zwischen den drei Gruppen verschiedenwertiger Geigen, vor allem die zwischen den beiden ersten, nicht deutlich zu erkennen. Es gibt neue gute Geigen, die hierin den besten alten nicht bemerkenswert nachstehen.

Auch in bezug auf ihre Dynamik weisen Geigen Qualitätsunterschiede auf. Es gibt Geigen mit großer und Geigen mit kleiner Dynamik, und weiter Geigen, deren Dynamik stärker frequenzabhängig ist als die anderer Geigen. Das letztere scheint besonders bei den Geigen der Fall zu sein, bei denen übermäßig hohe Resonanzmaxima und sehr breite und tiefe Minima vorliegen, also in stärkerem Maße bei neuen Geigen. Des näheren sei ebenfalls auf die kürzlich erschienene Arbeit über die schalltechnische Prüfung der Klangqualität von Geigen verwiesen[4].

Mit den in vorliegender Arbeit herausgestellten Kennzeichen von Geigen hervorragender Klangqualität liegen erstmals Ergebnisse vor, die für eine objektive klangliche Prüfung von Geigen praktisch benützt werden können. An ihrer Vervollständigung wird gearbeitet, doch genügen sie bereits, um eine weitgehende Beurteilung der musikalischen Güte von Geigen auf objektiver Grundlage geben zu können. Dazu liegen auch zahlreiche zustimmende Erklärungen aus den Kreisen derer vor, die in entgegenkommender Weise ihre Instrumente für die Untersuchung zur Verfügung stellten, aus den Kreisen derer also, die die Instrumente selbst sehr genau kennen und die Richtigkeit eines Urteils gründlich nachzuprüfen vermögen. Das abschließende Urteil, das nach Untersuchung seiner wertvollen altitalienischen Geige ein bedeutender Künstler gab, der anfangs diesen Untersuchungen verständlicherweise etwas skeptisch gegenüberstand, mag beispielsweise angeführt werden:

„Ich bin überzeugt, daß in naher Zukunft keine wertvolle altitalienische Geige ohne solche Kurven gekauft werden wird." Auch für den Geigenbau eröffnen sich nunmehr neue Wege. So ist es jetzt z. B. möglich, die vielen verschiedenen und teilweise auch wissenschaftlich recht interessanten Bauweisen der Geigenbauer auf ihre Eignung zu prüfen und dem Geigenbauer ein klares Bild davon zu geben, wie weit er noch von den altitalienischen Vorbildern entfernt ist und ob er etwa durch eine andere Bauweise den Vorbildern näherkommt. Von dieser Möglichkeit wird bereits mehr und mehr Gebrauch gemacht und diese Anwendung wissenschaftlicher Arbeitsmethoden im Geigenbau ist auch recht bedeutsam.

c) Zur Abhängigkeit der Resonanzeigenschaften einer Geige von der Saite

Die Frequenzkurven der schon besprochenen ganz ausgezeichneten Stradivari 1715 zeigt die Abb. 6; über ihre Aufnahme vgl. S. 91. Wir sehen, daß die Frequenzlage der Resonanzmaxima unabhängig von der Saite ist, was ja auch zu erwarten war. Die Höhe der Resonanzmaxima ist jedoch von Saite zu Saite verschieden. Das ist vor allem zuzuschreiben den bei gleichhohen Klängen von Saite zu Saite verschiedenlangen schwingenden Saitenstücken, den verschiedenen Saiten selbst und der verschiedenen Lage der Saiten auf dem Steg. Die Abhängigkeit von der Saite ist bei der Stradivari 1715 nicht bei allen Frequenzen dieselbe. Im Gebiet um c^4 und a^2 beispielsweise finden wir eine deutliche Zunahme der Amplituden von der g- nach der e^2-Saite zu. Das war auch bei anderen Geigen bisher die Regel. Im Gebiet um c^2 nehmen dagegen die Amplituden von der g- nach der d^1-Saite zu ab, um von da nach der a^1-Saite wieder anzusteigen.

Die Abhängigkeit der Amplitude von der Saite ließe sich noch auswerten und näher begründen, das soll aber erst getan werden, wenn eine größere Zahl solcher Frequenzkurven vorliegt. Hier sei nur darauf hingewiesen, daß sich beim Übergang von einer Saite zur anderen auch das Verhältnis der Teiltonamplituden der Klänge ändert. Besonders deutlich zeigt sich das, wenn man in grober Näherung die Einhüllende der Frequenzkurven zeichnet. Dabei bekommt man z. B. für die g-Saite von gis^1 nach hohen Frequenzen zu eine Exponentialkurve, für die a^1-Saite von c^2 nach hohen Frequenzen zu eine Gerade. Bei der höheren Saite ist also der Schwerpunkt im Klangspektrum nach höheren Teiltönen zu verschoben. Das bedeutet eine Bestätigung der subjektiv wahrnehmbaren Eigenschaft von Geigen, daß gleichhohe auf verschiedenen Saiten gespielte Klänge auf der hohen Saite im allgemeinen heller und schärfer klingen als auf der tiefen.

Die einfache Frequenzkurve kann man sich aus den vier Frequenzkurven dadurch zusammenstellen, daß man den Bereich g bis d^1 von der Frequenzkurve der g-Saite nimmt, den Bereich d^1 bis a^1 von der der d^1-Saite, den Bereich a^1 bis e^2 von der Frequenzkurve der a^1-Saite und für den übrigen Bereich die ganze Frequenzkurve der e^2-Saite. Das entspricht dann in allem, auch in der Aufnahmeart, unseren sonst gezeigten Frequenzkurven. Man sieht dabei auch, daß es im allgemeinen genügt, eine Frequenzkurve aufzunehmen und daß eine Aufnahme in der Art, wie sie von uns vorgenommen wird — über e^2 alle Teiltonamplituden auf der e^2-Saite gemessen — auch über die wichtigen hohen Frequenzgebiete klare Aufschlüsse bringt. Für eine umfassende Beurteilung wird man jedoch 4 Frequenzkurven aufnehmen müssen.

d) Unterschiede zwischen alten und neuen Meistergeigen

Die in der Abb. 3 veranschaulichten Unterschiede zwischen der Gruppe bester Geigen (ausgezogen) und der Gruppe guter Geigen (gestrichelt) können gleichzeitig als die wesentlichsten Unterschiede zwischen besten alten und neuen Meistergeigen angesehen werden. Bei den neuen Geigen sind also im Mittel die Schalldrucke bei tiefen und mittleren Frequenzen kleiner, bei hohen Frequenzen größer als bei den alten Geigen. Auch ist das Amplitudenverhältnis zwischen Grundton und hohen Obertönen bei den neuen Geigen kleiner als bei den

alten. Die unter Musikern oft anzutreffende Ansicht, daß die alten Geigen weicher, edler, voller klingen, besser ansprechen und größere Tragfähigkeit besitzen als die neuen Geigen, ist also durch diese Untersuchungen für die besten alten Geigen bestätigt worden. Für alte Geigen schlechthin gelten unsere Feststellungen

e) Ursachen der minderen Güte der neuen Geigen

Die Abb. 3 (unten) gibt einen Fingerzeig zum Erkennen eines Teiles der Ursachen der minderen Güte der neuen Geigen. Die Kurve für die besten neuen Meistergeigen liegt überall unter

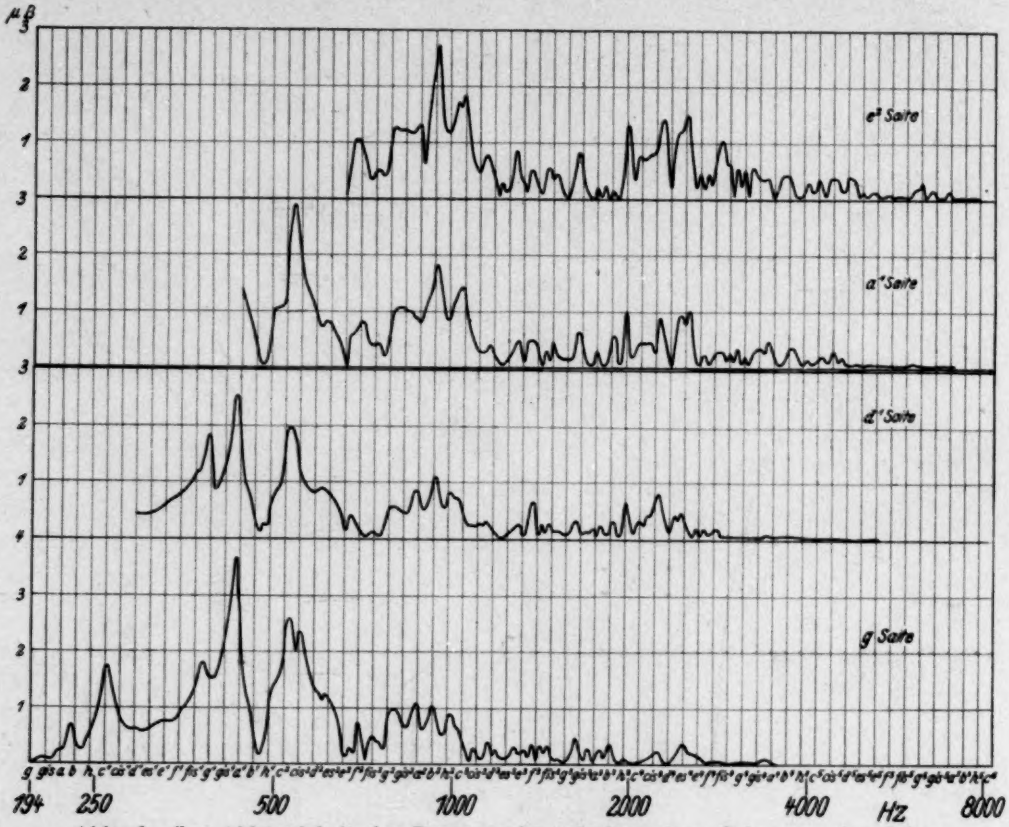


Abb. 6. Zur Abhängigkeit der Resonanzeigenschaften einer Geige von der Saite
Geige: Stradivari 1715

nicht, das zeigt schon die Hopf, und dafür ließen sich auch zahlreiche andere alte Geigen angeben. Außer den eben angeführten wichtigen Unterschieden sind meistens noch geringere Unterschiede vorhanden, dazu sei auf die Besprechung der zwei Gruppen selbst verwiesen.

Es soll nicht als ausgeschlossen gelten, daß sich manchmal auch eine neue Geige finden könnte, die die Eigenschaften der besten alten Geigen aufweist. Da sich jedoch unter den Herstellern der neuen Geigen anerkannt erstrangige Meister befinden, könnte eine solche Geige nicht den Stand des heutigen Geigenbaues darstellen.

der für die sehr guten altitalienischen Geigen, und die für mäßige Geigen liegt noch tiefer. Es scheint danach fast so zu sein, als ob es sehr schwierig wäre, und nur den besten Meistern gelingen würde, den Klängen ihrer Geigen einen im Verhältnis zu hohen Teiltönen starken Grundton zu geben. Die Kurve für die Versuchsgeige Sch II zeigt jedoch, daß es sogar möglich ist, Geigen zu bauen, bei denen der Grundton gegenüber den hohen Obertönen noch weit mehr bevorzugt ist als bei den besten altitalienischen Geigen. Die Bauweise der Geige Sch II ist kein Geheimnis und ist schon früher angegeben worden: Diese Geige ist außerge-

wöhnlich dünn im Holz. Den großen Einfluß der Holzdicke lassen die Frequenzkurven der Geigen Sch II und M II erkennen, vgl. Abb. 3 einer früheren Arbeit[4]). Es zeigt sich, daß mit abnehmender Holzdicke die Eigenfrequenzen sinken, und daß dadurch das Verhältnis zwischen Grundton und hohen Teiltönen immer größer wird. Daraus ergibt sich, daß unsere heutigen Meister die altitalienischen Meistergeigen u. a. klanglich deshalb nicht erreichen, weil sie ihren Geigen für das verwendete Holz zu starke Holzdicken geben.

Es ist allerdings sehr schwer, die günstigsten Holzdicken mit den normalen Mitteln des heutigen Geigenbaues sicher zu treffen. Das geht aus folgendem hervor: Bei der Besprechung der praktischen Bedeutung der Abb. 3 (unten) für die Prüfung von Geigen wurde darauf hingewiesen, daß alle Geigen, deren Kurven entweder oberhalb der Kurve für die Gruppe bester Geigen oder unterhalb der für die Gruppe mittelmäßiger Geigen liegen, als schlecht beurteilt werden. In der einen Richtung haben wir also einen ganz normalen Gang von der besten über die gute zur mittelmäßigen nach der schlechten Geige, in der anderen Richtung einen Gang von der besten unmittelbar zur schlechten Geige[27]). Das gilt natürlich nicht streng — es gibt in Wirklichkeit eine schmale Übergangszone (in der die Meinungen über die Güte der dort liegenden Geigen geteilt sind) — aber praktisch ist es schon so. Aus dem schnellen Übergang von der besten zur schlechten Geige sieht man, daß hier eine der wichtigsten, aber auch eine der schwierigsten Fragen des Geigenbaues verborgen liegt. Holzdickenverminderungen bei an sich schon geringen Holzdicken sind ganz besonders wirksam, und nur zu leicht sind die Geigen zu dünn im Holz und klingen dann schlecht. Es kann deshalb keinesfalls allgemein empfohlen werden — auch im Hinblick auf etwaige Alterungserscheinungen — die Geigen dünner im Holz zu bauen. Auch soll noch ausdrücklich darauf hingewiesen werden, daß es allein nicht genügt, das richtige Amplitudenverhältnis zwischen Grundton und Obertönen zu treffen. Auch die absoluten Größen der Amplituden, besonders die kleinen Amplituden bei hohen Frequenzen, müssen u. a. erreicht werden. Unsere heutigen Mittel reichen aber aus, diese und ähnliche Fragen zu lösen, dem noch rein empirischen Geigenbau eine gesicherte Grundlage zu geben und damit auch die eingangs erwähnte noch ungelöste dritte Frage, den planvollen Bau von Geigen bester Klanggüte, einer Lösung zuzuführen.

Die vorliegende Arbeit hätte nicht zustande kommen können, ohne die von vielen Seiten bereitwilligst gewährte tatkräftige Unterstützung, sei es durch Geldbeihilfe oder durch experimentelle Hilfsmittel, sei es durch Überlassung wertvoller Streichinstrumente für Untersuchungszwecke oder der Ergebnisse, die in Ausführung amtlicher Aufträge gewonnen wurden, sei es durch Teilnahme an subjektiven Beobachtungen, durch Hilfe bei den experimentellen Untersuchungen oder durch Ratschläge. Es ist mir ein Bedürfnis, für alle Unterstützung auch an dieser Stelle herzlichst zu danken.

Zusammenfassung

Für Arbeiten über die physikalischen Kennzeichen klanglich guter Geigen sind eingehende, mit Sachverständigen durchgeführte subjektive Prüfungen der Klangqualität von hoher Bedeutung und u. U. für das schließliche Ergebnis sogar ausschlaggebend.

Gestützt auf Frequenzkurven einer größeren Zahl von Geigen werden regelmäßig vorkommende Resonanzgebiete bis hinauf zu etwa 3000 Hz angegeben. Für höhere Frequenzen sind solche Angaben nicht möglich. Über 8000 Hz fällt bei normal gebauten und vor allem bei guten Geigen der Schalldruck meistens unter 1% des größten Schalldruckes.

Mit zunehmender Frequenz steigt die Bedeutung der Frequenzgebiete einer Frequenz-

[27]) Dieser Umstand ist nicht so unverständlich, wie er auf den ersten Blick vielleicht erscheinen mag. Nimmt der Grundton gegenüber den Obertönen zu, wird der Klang voller, schließlich unangenehm „hohl", „topfig", dumpf. Auf der einen Seite der Zone der besten Geigen schließen sich die hohl, topfig, dumpf klingenden Geigen an, auf der anderen Seite die Geigen, die etwas weniger voll klingen als die besten. Es liegt sozusagen auf der Hand, daß die Güte beider Geigengruppen ganz verschieden ist.

kurve stark an. Das ist bei der Auswertung von Frequenzkurven zu berücksichtigen. Ebenso ist dabei für manche Fragen wichtig, daß sich seit der Zeit Stradivaris mit der Entwicklung des Lagenspiels die obere Spielgrenze von etwa 1000 Hz bis zur heutigen Spielgrenze von ungefähr 3000 Hz verschoben hat.

Gute Geigen haben bei tiefen und mittleren Frequenzen größere, bei hohen Frequenzen (etwa von 3000 Hz ab) kleinere Schalldrucke als weniger gute Geigen. Im Übergangsbereich sind keine wesentlichen Unterschiede vorhanden. Für alle Frequenzbereiche gilt, daß das Amplitudenverhältnis zwischen Grundton und den zahlreichen Obertönen, die über 3000 Hz liegen, bei den guten Geigen größer ist als bei den weniger guten. Subjektiv drücken sich diese Kennzeichen guter Geigen in einem weichen, edlen und vollen Klang aus. Ebenso sind sie für die hohe Tragfähigkeit und gute Ansprache dieser Geigen von großer Bedeutung. Mit den hier herausgestellten Kennzeichen klanglich hervorragender Geigen liegen erstmals Ergebnisse vor, die für eine objektive Prüfung der Klangqualität von Geigen praktisch benützt werden können.

Die Klanggüte der besten altitalienischen Geigen wird heute nicht erreicht, und die Unterschiede zwischen guten und weniger guten Geigen sind gleichzeitig die zwischen besten alten und neuen Geigen. Eine bessere Angleichung der neuen an die besten alten Geigen kann durch geringere Holzdicken erzielt werden, doch ist das Arbeiten im Bereich geringer Holzdicken sehr schwer.

Die vorstehende Arbeit wurde durchgeführt mit Unterstützung der Deutschen Forschungsgemeinschaft.

(Eingegangen am 26. Oktober 1938.)

Über die piezoelektrische Messung der absoluten Hörschwelle bei Knochenleitung

Von Georg v. Békésy

(Mit 16 Textabbildungen)

1. Über die verschiedenen Möglichkeiten der Hörschwellenmessung bei Knochenleitung

Die Schwingungen eines festen Körpers, z. B. einer Stimmgabel, können auf zwei verschiedene Arten hörbar werden. Einmal dadurch, daß sich die Stimmgabelschwingungen der Luft mitteilen und diese vom Ohr über die Luft aufgenommen werden, sog. Luftleitung, und zweitens dadurch, daß man den schwingenden Körper mit dem Schädelknochen in Berührung bringt, z. B. den Stiel der Stimmgabel auf die Stirn aufsetzt, sog. Knochenleitung. Da die beiden Arten der Schallübertragung auf das Innenohr nicht vollkommen einander gleich sind, so geben sie für die Ohrenärzte die Möglichkeit, Anhaltspunkte über den Sitz einer Erkrankung zu gewinnen.

Werden z. B. die abklingenden Stimmgabelschwingungen bei der Knochenleitung von dem gesund vorausgesetzten Ohrenarzt länger gehört als von dem Patienten, so ist eine Erkrankung des Innenohres wahrscheinlich, während in dem Falle, daß der Patient die Stimmgabel länger hört, das Mittelohr fehlerhaft zu sein scheint (sog. Schwabachsche Versuch). Wird eine Stimmgabel bei Luftleitung länger gehört als bei Knochenleitung, so spricht dies für einen Innenohrdefekt, während im umgekehrten Falle das Mittelohr erkrankt ist (Rinnesche Versuch). Bei diesen und ähnlichen Beobachtungen kommt es immer auf die Hörschwelle bei Luft- und Knochenleitung an.

Trotzdem diese Untersuchungsmethoden bereits seit Jahrzehnten in der Ohrenheilkunde allgemein verwendet werden und über sie eine fast unübersehbare Zahl von Veröffentlichungen besteht, ist noch eine große Zahl von Fragen ungeklärt. Es kommt oft vor, daß die einzelnen Beobachtungen sich widersprechen, so daß nur aus der Gesamtheit der Beobachtungen entschieden werden kann, ob sich z. B. eine Entzündung ausbreitet oder nicht. Zur richtigen Abschätzung der einzelnen Befunde ist

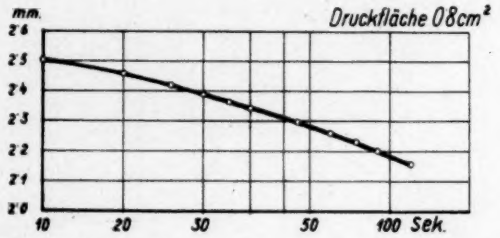


Abb. 1. Die Abnahme der Hautdicke mit der Zeit bei einer Druckeinwirkung von 1 kg

eine sehr große Praxis notwendig, wobei auch u. a. die speziellen Eigenschaften der benutzten Stimmgabel und die Raumgeräusche oft eine schwer übersehbare Rolle spielen.

Es ist zu erwarten, daß eine genaue Bestimmung der Hörschwelle bei Luft- und Knochenleitung dazu beitragen wird, zu entscheiden, bis zu welchem Grade auf rein akustischem Wege der Sitz der Erkrankung ermittelt werden kann. Während nun in letzter Zeit besonders durch die schönen Untersuchungen von E. Waetzmann und seinen Mitarbeitern[1]) die Hörschwelle für die Luftleitung sehr genau bestimmt werden kann, konnte ein ähnlicher Genauigkeitsgrad bei den Knochenleitungsmessungen noch nicht erreicht werden, denn die Messungen von V. O. Knudsen, I. H. Jones

[1]) E. Waetzmann und L. Keibs, Akust. Z. 1 (1936), S. 3; R. Kurtz, Akust. Z. 3 (1938), S. 74.

und N. A. Watson [2]) beziehen sich auf die eben wahrnehmbare Amplitude eines gegen den Kopf gedrückten schwingenden Körpers. Da jedoch die Haut stark veränderlich ist, so besteht die Schwierigkeit der absoluten Messung darin, eine Methode zu finden, welche durch die Haut hindurch erlaubt die Schwingungen der Kopfknochen zu messen.

Um die starke Veränderlichkeit der Hauteigenschaften zu zeigen, ist in der Abb. 1 die

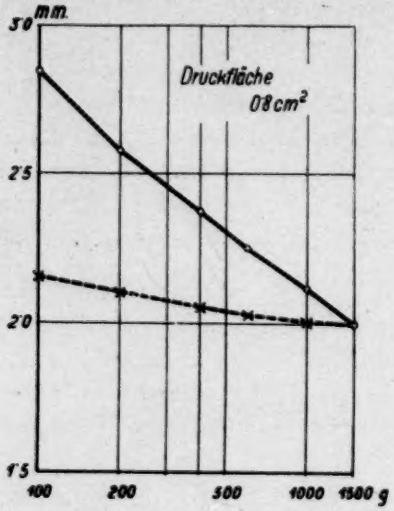


Abb. 2. Die Abnahme der Hautdicke bei einer Druckzu- und -abnahme

Dicke der Hautschicht zwischen Zeigefinger und Daumen dargestellt, wie sie sich mit der Zeit bei einem konstanten Druck von 1 kg vermindert. Die Abb. 2 stellt die Abnahme der Schichtdicke bei zunehmendem Gleichdruck dar. Wie aus der Kurve berechenbar, nimmt bei einer Druckerhöhung von 0,1 auf 1,5 kg der Elastizitätsmodul auf den 10fachen Wert zu. Wird der Druck allmählich verkleinert, so ergibt sich die punktiert eingezeichnete Kurve, welche die außerordentliche Größe der Nachwirkung zeigt.

Um an einer gewissen Stelle des Kopfes die Schwingungen des Knochens eindeutig festzulegen, kann die Schwingungsamplitude des Knochens oder der Druck der auf ihr wirkt, gemessen werden. In einer früheren Untersuchung wurde gezeigt, wie die Schwingungsamplitude des Knochens durch die Haut hindurch bestimmt werden kann [3]). Im folgenden soll die Messung der Druckamplituden untersucht werden, die für die praktische Hörschwellenmessung der Knochenleitung zweckmäßiger erscheint.

Um die Möglichkeiten einer von den Hauteigenschaften unabhängigen Schalldruckübertragung auf den Knochen zu untersuchen, ist

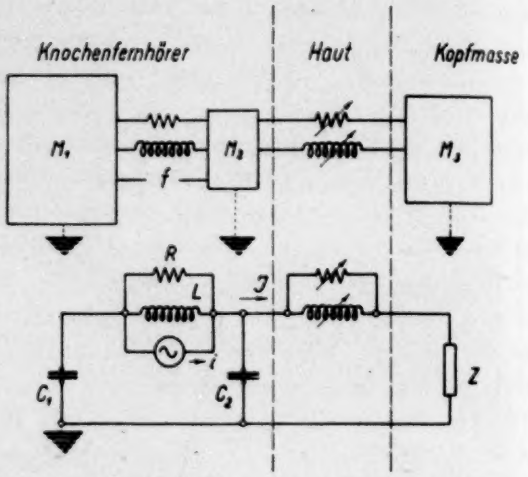


Abb. 3. Die elektrische Analogie des Schwingungssystems Knochenfernhörer-Kopf

in der Abb. 3 oben das Schwingungssystem Knochenfernhörer-Haut-Kopfmasse schematisch dargestellt. M_1 stellt die Masse des Elektromagneten dar, die mit der Masse M_2 des Schwingungskörpers durch eine Feder verbunden ist. Da gewisse Reibungskräfte auftreten, so wurde parallel zur Feder noch eine Reibungskraft eingezeichnet. f ist die Antriebskraft des Knochenfernhörers. Die elastischen Eigenschaften der Haut wurden durch eine massenlose Feder dargestellt, deren Größe veränderlich ist. Die Kopfmasse ist schematisch durch die Masse M_3 vertreten.

[2]) V. O. Knudsen und I. H. Jones, Arch. Otolaryng. 13 (1931), S. 489; Norman A. Watson, J. Acous. Soc. Am. 9 (1938). S. 294.

[3]) Ann. Physik 5, 11 (1931), S. 227. Die Empfindlichkeit der beschriebenen Meßanordnung kann bedeutend erhöht werden, wenn man auf die Spitze des verwendeten Tastkörpers die im folgenden benutzten Kristall- oder Kondensatormikrophone montiert und sie zur Einstellung der Amplitudengleichheit verwendet.

In der unteren Zeichnung ist die besonders von F. A. FIRESTONE[4]) ausgearbeitete neue elektrische Analogie des Schwingungssystems zu sehen. Dabei entspricht der Masse eine Kapazität, der Feder eine Selbstinduktion, der Geschwindigkeit eine Spannung und der Kraft ein Strom. Alles was mechanisch parallel geschaltet ist, bleibt auch elektrisch parallel, wobei der eine Pol des die Massen ersetzten Kondensators immer geerdet ist. Da die Kopfmasse auch innere Reibungskräfte und Elastizitäten aufweist, wurde sie durch die Impedanz Z ersetzt.

Die Kopfmasse erhält nun immer den gleichen Druck, solange der durch Z fließende Strom J konstant bleibt. Nach E. BÁRÁNY[5]) kann man dies dadurch erreichen, daß man C_1 sehr groß wählt und die Selbstinduktion L mit der Kapazität C_2 auf Resonanz abstimmt, so daß der dem Generator parallel geschaltete Schwingungskreis eine große Impedanz erhält und der Strom i praktisch J wird. Es wird daher der auf den Schwingungskörper ausgeübte Druck gleich dem Druck auf die Kopfmasse. E. BÁRÁNY war der erste, dem es gelang, für die Frequenz von 435 Hz die absolute Hörschwelle für den Druck zu bestimmen.

Will man das mechanische Abstimmen des Knochenfernhörers auf die Meßfrequenz vermeiden, so muß man unmittelbar den Strom J, d. h. den Druck auf die Druckfläche des Knochenfernhörers messen, wodurch auch der Druck auf den Kopfknochen bestimmt ist. Voraussetzung ist allerdings hierzu, daß die Haut durch eine einfache Elastizität mit Reibung ersetzt werden kann.

2. Anordnung zur Druckmessung

Zur Messung des Druckes an der Oberfläche des Schwingungskörpers wurde ein piezoelektrisches Mikrophon und ein Kondensatormikrophon benutzt. Da neben dem Wechseldruck von einigen mg auch ein Gleichdruck bis zu 1,5 kg wirkt, so konnte zur piezoelektrischen Messung Seignetesalz nicht benutzt werden, da dessen Empfindlichkeit stark druckabhängig ist, dagegen bewährte sich trotz der geringeren Empfindlichkeit Quarz sehr gut.

Die Abb. 4 stellt schematisch eine Quarzdruckzelle dar, die aus zwei entsprechend orientierten Quarzplatten m_1 und m_2 besteht, deren Druckflächen mit Metallelektroden versehen sind. Wirkt ein Druck P auf die Zelle, so entsteht zwischen der mittleren Elektrode und den beiden äußeren miteinander verbundenen Metallflächen eine Spannung V

(1) $$V = 2\frac{d \cdot P}{C},$$

wobei $d = 6{,}4 \cdot 10^{-8}$ cgs die piezoelektrische Konstante des Quarzes und C die Kapazität zwischen den beiden Elektroden darstellt. Da zu C auch die Kapazität der Elektrodenzuführungen zu rechnen ist, so wurde diese möglichst klein gemacht, indem die äußeren Elektroden geerdet wurden und die mittlere Elektrode über eine möglichst kurze koaxiale Leitung unmittelbar an das Gitter einer Knopfröhre geführt wurde, so daß sich für die Kapazität Werte kleiner als etwa 5 cm ergaben.

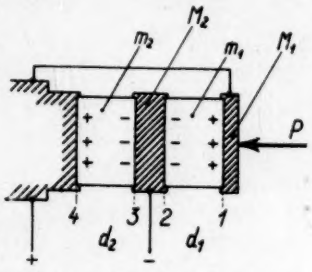


Abb. 4. Prinzip des piezoelektrischen Druckmessers

Wegen der Frequenz- und Gleichdruckunabhängigkeit bewährt sich diese Anordnung vorzüglich, solange die Druckzelle mit einer großen Masse verbunden ist und selbst keine Bewegungen ausführt. Befindet sich jedoch die Druckzelle auf dem schwingenden Stempel des Knochenfernhörers, so entstehen durch die Massenkräfte der Quarzplatten und der Elektroden Drucke, welche den zu messenden Druck P beim Auflegen des Knochenfernhörers auf den Kopf vollständig verdecken. Je größer die Bewegungsamplitude und die Frequenz des Stempels ist, um so stärker werden die Störungen.

Von S. FAHRENTHOLZ, J. KLUGE und H. E. LINCKH[6]) wurde eine Druckzelle konstruiert,

[4]) F. A. FIRESTONE, J. applied Physics 9 (1938), S. 373; W. HAHNLE, Wiss. Ver. d. Siemens-Konzern, 11 (1932); F. A. FIRESTONE, J. Acous. Soc. Am. 4 (1933), S. 249.

[5]) E. BÁRÁNY, Acta Otolaryng. Suppl. Bd. 26 (1938).

[6]) S. FAHRENTHOLZ, J. KLUGE und H. E. LINCKH, Physik. Z. 38 (1937), S. 73.

welche gegenüber Eigenbewegungen unempfindlich ist. Da jedoch der mechanische Aufbau der ursprünglichen Druckzelle für unsere Zwecke sehr geeignet erschien, so wurde untersucht, unter welchen Bedingungen eine Bewegungsunempfindlichkeit erhalten werden kann.

Führt die Druckzelle Schwingungen längs ihrer Achse aus, so ist wegen der Härte des Quarzes und der Elektroden die Schwingungsamplitude an allen Stellen die gleiche. Die durch die Schwingungen auftretenden Beschleunigungskräfte sind daher den auf der Unterlage aufliegenden Massen direkt proportional, so daß der Druck auf der Oberfläche der Zelle Null beträgt und nach dem Schwingungskörper zu stetig ansteigt. Wird ein Druckquarz einem Druckgefälle ausgesetzt, so wird an den Elektrodenflächen des Quarzes immer eine dem dort herrschenden Druck proportionale elektrische Ladung frei. Außerdem wird durch das Druckgefälle eine Raumladung im Quarz erzeugt, die jedoch wegen der hohen Isolation des Quarzes nicht zur Aufladung der Elektroden beiträgt.

Bezeichnen wir mit d_1 und d_2 die piezoelektrischen Konstanten der Quarzplatten, so entstehen gemäß der Abb. 4 an den Elektrodenflächen 1, 2, 3 und 4 die Ladungen

$$\begin{aligned} e_1 &= +\, d_1 M_1 \\ e_2 &= -\, d_1\ (m_1 + M_1) \\ e_3 &= -\, d_2\ (M_2 + m_1 + M_1) \\ e_4 &= +\, d_2\ (m_2 + M_2 + m_1 + M_1). \end{aligned} \tag{2}$$

Soll zwischen den beiden Belegen des Kondensators keine Spannungsdifferenz auftreten, so muß die elektrische Ladung auf beiden Belegen einander gleich sein, d. h.

$$e_2 + e_3 = e_1 + e_4. \tag{3}$$

Wählt man die Massen der beiden Quarzplatten $m_1 = m_2 = m$ gleich groß, so ergibt sich

$$d_1 = -\,\frac{3\,m + 2\,M_1 + 2\,M_2}{m + 2\,M_1} \cdot d_2. \tag{4}$$

Macht man ferner die Masse der mittleren Elektrode zweimal so groß wie die der Deckplatte, $M_2 = 2\,M_1$, so wird die Druckzelle unempfindlich gegenüber Eigenbewegungen, wenn

$$d_1 = -\,3\,d_2. \tag{5}$$

Dies deutet darauf hin, daß man die durch Eigenbewegung entstehenden Ladungen leicht beseitigen kann, wenn man den obersten Quarz in seiner normalen Tätigkeit beläßt und die entstehenden Ladungen dadurch kompensiert, daß man den zweiten Quarz umkehrt, so daß Ladungen entgegengesetzten Vorzeichens entstehen. Da der auf dem Schwingungskörper liegende Quarz von größeren Massen belastet wird, so muß seine Empfindlichkeit kleiner sein.

Die Empfindlichkeit der Druckzelle gegenüber einem von außen wirkenden Druck wird dabei 3 mal kleiner, was bei den Messungen kaum stört.

Es bestehen verschiedene Möglichkeiten, um die piezoelektrische Konstante d einer Quarzplatte zu verkleinern. Schon beim Herausschneiden der planparallelen Platten aus dem Quarzkristall und dem Ätzen in Flußsäure kann man beobachten, daß einzelne Teile der Platte genau entgegengesetzt orientiert sind wie die anderen Teile, so daß bei Druckeinwirkungen Ladungen gleichen aber entgegengesetzten Vorzeichens entstehen. Schneidet man die Druckplatte so aus, daß $^1/_3$ der gesamten Fläche dem übrigen Teil entgegengesetzt orientiert ist, so erhält man bereits eine Druckplatte, deren entstehende Ladungen 3 mal kleiner sind wie bei der normalen Platte. Damit eine derartige Platte gut arbeitet, ist es jedoch notwendig, daß sich der Druck gleichmäßig auf die ganze Fläche verteilt. Läßt sich dies nicht gut erreichen, so ist es besser, Platten zu schneiden, die längs der ganzen Druckfläche die gleiche Empfindlichkeit aufweisen.

Bei dem in der Abb. 5 dargestellten Quarzkristall stellt die x-Achse die elektrische Achse dar, längs der eine Druckwirkung eine maximale Empfindlichkeit ergibt, während eine Kompression in der z-Richtung, optische Achse genannt, keine Ladung auf der Druckfläche frei macht. Man kann daher die piezoelektrische Konstante dadurch verkleinern, daß man die Schnittebene der Quarzplatten nicht in die yz-Ebene legt, wie dies die in dem oberen Teil eingezeichnete Scheibe darstellt, sondern die Schnittebene längs der y-Achse dreht. Schneidet man die Quarzplatte so, daß die

Druckrichtung in der xz-Ebene liegt und mit der z-Achse einen Winkel δ einschließt, so ist die piezoelektrische Konstante gegeben durch

(6) $$d_\delta = d \cdot \sin^3 \delta^7).$$

Für $\delta = 43^0\,54'$ erhält man die gewünschte 3fache Empfindlichkeitsverminderung. In der unteren Zeichnung der Abb. 5 ist die entsprechende Schnittrichtung dargestellt.

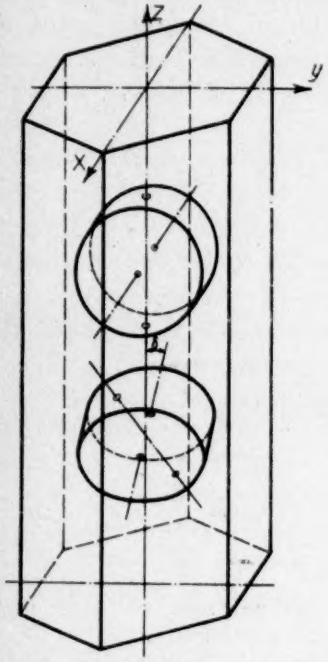


Abb. 5. Schnittrichtung der Quarzscheiben für die bewegungsunempfindliche Druckzelle

Eine nach diesen Gesichtspunkten gebaute Druckzelle zeigt die Abb. 6. In einem *Al*-Rohr, das auf den elektrodynamisch angetriebenen Knochenfernhörer angeschraubt werden kann, befindet sich eine Glasröhre als Isolator, in die nacheinander die unempfindlichere Quarzscheibe, die Meßelektrode aus Messing, die zweite Quarzscheibe und ein Deckel aus Aluminium eingeschoben werden können. Die Masse der beiden Quarzscheiben war gleich und die Messingelektrode hatte die 2 fache Masse des *Al*-Deckels. Auf den *Al*-Deckel wurde eine *Al*-Folie gestülpt und seitlich an das *Al*-Rohr festgebunden, um guten Kontakt zu bilden und die ganze Anordnung zu schirmen. Da bei unseren Messungen immer ein Gleichdruck vorhanden war, so genügte diese einfache Befestigung. Für viele Zwecke kann man über die *Al*-Folie noch eine Gummimembran spannen und damit die Elektroden und den Quarz zusammendrücken. Auch wurden Deckel hergestellt, die mit einem kurzen Rohrstück auf das *Al*-Rohr aufgeschraubt werden konnten. Damit eine genügende Federung besteht, wurden in das kurze Rohrstück senkrecht zur Achse Schnitte angebracht. Doch ist die Federung möglichst steif zu halten.

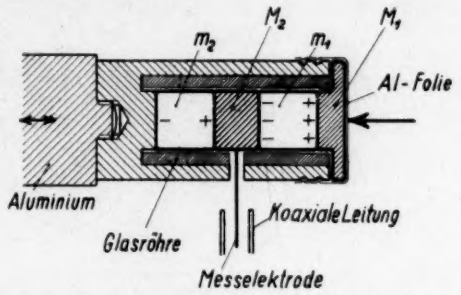


Abb. 6. Gegenüber Eigenbewegungen unempfindliche piezoelektrische Druckzelle

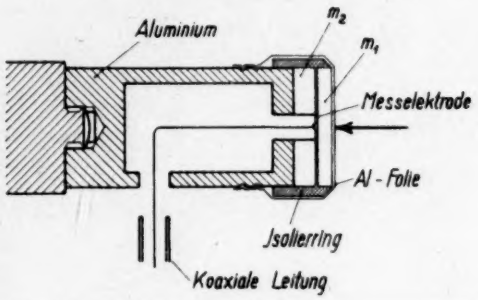


Abb. 7. Gegenüber Eigenbewegungen unempfindliche Druckzelle kleiner Masse

Bei ganz hohen Frequenzen kann es vorkommen, daß die Luftschicht zwischen dem Quarz und der Elektrode stört, so daß besonders bei kleinen Amplituden die Verbindung nicht mehr als starr bezeichnet werden kann. Genügt ein Aufrauhen der Druckfläche nicht, so kann man einen durch Kathodenzerstäubung auf den Quarz niedergeschlagenen Metallbelag mit den Elektroden verlöten. Leider springen die Quarzscheiben oft bei einer Temperaturerhöhung. Da jedoch eine metallische Verbindung zwischen den Druckflächen gar nicht notwendig ist, so kann man auch mit

[7]) W. Voigt, Lehrbuch der Kristallphysik 1910.

einem hochisolierenden Lack die Druckzelle zusammenkleben, ohne daß eine Änderung in ihrer Empfindlichkeit auftritt.

Bei einem Durchmesser der Quarzplatte von 4 mm, einer Dicke von 2 mm und einem *Al*-Deckel von 7—10 mm Durchmesser, konnte leicht bei 10000 Hz erreicht werden, daß die bei der Berührung mit dem Kopf entstehenden Spannungen ein Vielfaches der durch Eigenbewegung bedingten Spannungen waren. Die

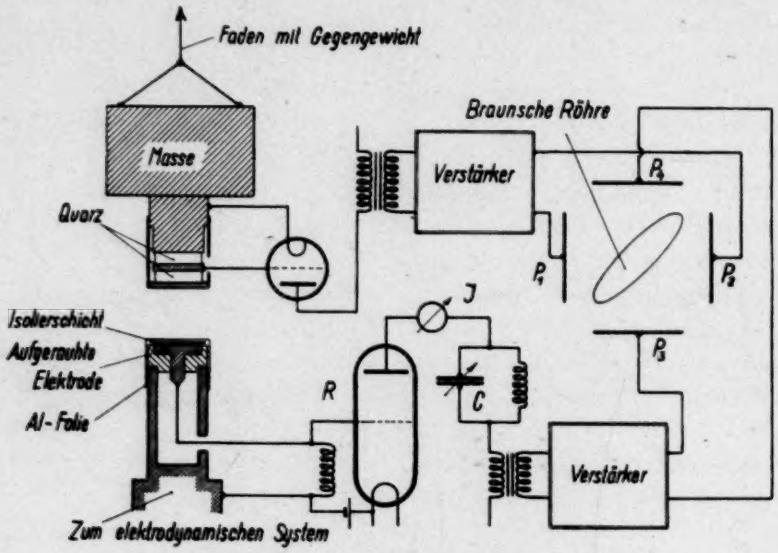


Abb. 8. Anordnung zur Eichung der Druckzellen und zur Messung der Schalldruckübertragung durch die Haut

Wirkung der Kompensation läßt sich leicht nachweisen, indem eine Verkleinerung oder Vergrößerung der Masse der Elektroden sofort die durch Eigenbewegung erzeugten Spannungen bedeutend vergrößert.

Will man die Schnittrichtung der Quarze nicht besonders genau bestimmen, so stellt man zweckmäßig von jeder Scheibe gleich je 2 Stück her und setzt sie zu einer bewegungsabhängigen Druckzelle zusammen, legt beide Druckzellen aufeinander und bringt sie mit einem schwingenden Körper in Berührung. Aus den entstehenden Spannungen kann man das Verhältnis der piezoelektrischen Konstanten und daraus nach Gl. 4 die zugehörigen Massen der Elektroden berechnen.

Eine weitere Verringerung der Störungen durch Eigenbewegungen läßt sich erzielen, wenn man den *Al*-Deckel M_1 in der Abb. 6 wegläßt und den oberen Quarz nur mit einer *Al*-Folie bedeckt, die dann unmittelbar auf den Kopf gedrückt wird. Nimmt man auch für die Meßelektrode eine *Al*-Folie, so ergibt sich aus Gl. 3 eine Bewegungsunabhängigkeit, wenn sich die beiden Massen der Quarze verhalten wie

$$-\frac{m_2}{m_1}=\frac{d_1}{d_2}+2\,. \tag{7}$$

Eine Druckzelle dieser Bauart zeigt die Abb. 7

Bei manchen Messungen erscheint es als zweckmäßig, neben dem Wechseldruck auch den Gleichdruck zu messen. Dies läßt sich mit dem Kondensatormikrophon leicht erreichen. Um die Empfindlichkeit gegenüber Eigenbewegungen möglichst herabzusetzen, muß die Masse der Elektroden so klein wie nur möglich gemacht werden und es wurde daher eine Anordnung nach den Angaben von H. SELL[8]) gewählt. Ein schematischer Querschnitt des Mikrophons ist in der Abb. 8 unten links zu sehen. Auf den elektrodynamischen Schwinger wurde eine kurze *Al*-Röhre aufgesetzt, die oben in einem gut isolierenden Trolitulring endigte. In diesen Ring wurde eine Elektrode aus Stahl eingelassen, deren obere, vollkommen ebene

[8]) H. SELL, Z. techn. Physik 18 (1937), S. 3.

Fläche durch einen Sandstrahl aufgerauht wurde. Auf diese aufgerauhte Fläche kam eine Isolierfolie von 0,001 mm Dicke (Trolitul), die ihrerseits mit einer dünnen *Al*-Folie zugedeckt wurde. Die *Al*-Folie war mit dem Metallrohr leitend verbunden und geerdet. Über das ganze wurde noch eine dünne Gummimembrane straff gespannt und auf dem *Al*-Rohr festgebunden, so daß die *Al*-Folie bereits mit einem gewissen Vordruck auf die aufgerauhte Fläche gepreßt wurde. Bei einem Durchmesser des Mikrophones von 1 cm läßt sich eine Kapazität von 30 cm erreichen, die bei einem Druck von 1 kg auf 50 cm anwächst.

Um die Kapazitätsänderungen zu messen, wurde die Methode der halben Resonanzkurve nach H. Rieger benutzt, indem der Anodenstrom J der über die Anoden-Gitter-Kapazität zu Hochfrequenzschwingungen angefachten Röhre R sich je nach der Verstimmung der beiden Schwingungskreise ändert. Aus der Größe des Anodenstromes kann unmittelbar auf die Kapazität des Mikrophons und damit auf den Gleichdruck geschlossen werden, während die kleinen Druckschwankungen über einen Verstärker einem Meßinstrument zugeführt wurden.

Ein Vorteil des Kondensatormikrophons ist seine leichte Herstellbarkeit und die fast vollkommene Unempfindlichkeit gegenüber Eigenbewegungen. Ein Nachteil ist, daß der Druck auf die Mikrophonfläche immer vollkommen gleichmäßig verteilt sein muß, was bei einem so weichen Stoff wie es die Haut ist, sich von selbst ergibt, jedoch bei der Druckmessung an einem festen Körper vollkommen ebene und einander parallele Berührungsflächen vorausgesetzt. Arbeitet man mit sehr verschiedenen Gleichdrucken, so stört auch die damit verbundene Änderung der Empfindlichkeit für den Wechseldruck.

Um das Kondensatormikrophon zu eichen, wurde die Anordnung der Abb. 8 benutzt. Zunächst legt man auf das Kondensatormikrophon eine dünne Gummischicht und drückt auf diese das mit einer großen Masse versehene Quarzmikrophon. Durch ein entsprechendes Gegengewicht läßt sich der Gleichdruck einstellen. Hierauf verstellt man den Kondensator C auf einen solchen Wert, daß der Anodenstrom J die Hälfte des Maximalwertes beträgt, der beim Übereinstimmen der Eigenfrequenzen der beiden Schwingungskreise erhalten wird. Entfernt man nun die Gummischicht und legt die Quarzzelle unmittelbar auf das Kondensatormikrophon, so wird bei vollkommener Parallelität der beiden Berührungsflächen, d. h. gleichmäßiger Druckverteilung, der gleiche Anodenstrom erhalten wie früher, der als ein Maß für den betreffenden Gleichdruck gilt.

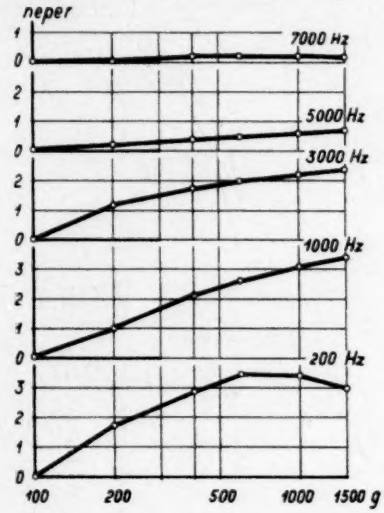


Abb. 9. Der von einem Schwingungskörper konstanter Schwingungsamplitude durch eine Hautschicht von 2,5 mm Dicke und 0,8 cm² Fläche erzeugte Schalldruck in Abhängigkeit von einem gleichzeitig überlagerten Gleichdruck. (1 neper = 8,7 decibel)

Die in beiden Mikrophonen entstehenden Spannungen wurden verstärkt und den 4 Ablenkplatten P einer Braunschen Röhre zugeführt. Aus der entstehenden Lissajou-Kurve und ihren Veränderungen bei einer Veränderung der Schwingungsfrequenz des elektrodynamischen Systems konnte geschlossen werden, daß das Kondensatormikrophon bei einem Gleichdruck größer als 100 g von den tiefsten Frequenzen bis zu 13000 Hz eine vollkommen frequenzunabhängige Empfindlichkeit aufweist.

Da der Quarzdruckmesser mit einer großen Masse versehen ist und daher nur sehr kleine Bewegungen ausführt, so kann hier eine unkompensierte Druckzelle verwendet werden,

wobei der Druck aus Gl. 1 bei bekannter Verstärkung des Verstärkers sofort berechnet werden kann.

Auch die berechnete Empfindlichkeit der verwendeten bewegungsunempfindlichen Druckzellen wurde mit dieser Anordnung nachgemessen.

3. Über die Schallübertragung durch die Haut

Um die Art der Schallübertragung durch die Haut zu untersuchen und den Frequenzbereich zu bestimmen, bis zu welchem der Schalldruck

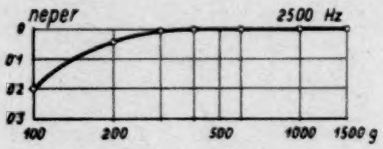


Abb. 10. Tonfrequente Druckschwankungen werden durch eine Hautschicht von 2,5 mm Dicke bei größerem Gleichdruck verlustfrei übertragen

durch eine Schicht wie sie der Kopfhaut entspricht ohne Amplitudenverlust übertragen wird, benutzt man zweckmäßig die Meßanordnung der Abb. 8, wobei man auf das elektrodynamische Schwingungssystem etwa die Hautschicht zwischen dem Zeigefinger und dem Daumen auflegt und die Druckübertragung auf die obere, mit einer großen Masse versehene, Druckzelle beobachtet.

Zunächst wurde untersucht, was für einen Einfluß der Gleichdruck auf die Schwingungsübertragung hat. Hält man die Schwingungsamplitude des elektrodynamischen Systems konstant und erhöht den Gleichdruck, so nimmt der Schalldruck, in der oberen Druckzelle gemessen, bei den tiefen Frequenzen sehr stark zu und kann in manchen Fällen bei einer Gleichdruckerhöhung von 100 g auf 1,5 kg bis zum 100 fachen Wert ansteigen. In der Abb. 9 sind für verschiedene Frequenzen die mit der Gleichdruckerhöhung verbundenen Zunahmen des Schalldruckes eingetragen. Diese Erscheinung ist gut bekannt, denn beim üblichen Aufsetzen des Stimmgabelstieles auf den Kopfknochen, nimmt die Lautstärke des Knochenleitungstones mit dem Druck sehr stark zu.

Wird die Schwingungsfrequenz jedoch größer als 3000 Hz, so wird der Einfluß des Gleichdruckes immer kleiner und oberhalb 7000 Hz wird der entstehende Schalldruck von dem überlagerten Gleichdruck unabhängig. Dies läßt sich auch beim Knochenleitungston sehr gut zeigen, denn hält man die Schwingungsamplitude des Knochenfernhörers konstant, so erreicht oberhalb 7000 Hz die Lautstärke bereits ihren endgültigen Wert, sobald die Haut auf der Druckfläche des Schwingungskörpers vollständig aufliegt. Die Abhängigkeit von der Hautdicke und der Größe der Druckfläche bleibt jedoch erhalten.

Mißt man dagegen nicht die Schwingungsamplitude, sondern den auf den Schwingungskörper ausgeübten Druck, so wird dieser wie die Abb. 10 zeigt, oberhalb etwa 300 g von dem Gleichdruck vollkommen unabhängig. Der Gleichdruck von etwa 300 g ist meist schon auch dazu notwendig, ein gutes Aufliegen der Haut auf den Druckflächen zu sichern. Die Schalldruckübertragung ist vollkommen verlustfrei, was man daraus ersieht, daß beim Herausnehmen der Haut und direkter Berührung der Druckzellen das gegenseitige Spannungsverhältnis nicht geändert wird, obwohl der Schalldruck auf mehr wie das 100fache ansteigen kann.

Für Gleichdrucke oberhalb 0,5 kg und eine Hautdicke von 2,5 mm, ließ sich auch zeigen, daß die Druckübertragung bis zu einem Frequenzbereich von 10000 Hz nur Schwankungen von etwa 0,2 bis 0,3 neper ausführt. Eine Phasenverschiebung zwischen dem Druck auf beiden Seiten der Haut, machte sich im allgemeinen erst oberhalb 8000 Hz bemerkbar. Dies spricht dafür, daß in der Hautschicht in diesem Frequenzbereich noch keine stehende Wellen entstehen.

Um dies noch näher zu untersuchen, wurde noch auch direkt die Schallgeschwindigkeit in der Haut beobachtet, indem der Schwingungskörper einen kurzen Stoß erhielt und die in den Druckzellen auftretenden Spannungen mit einem Doppelstrahloszillograph registriert wurden. Aus den auftretenden Zeitdifferenzen ergab sich bei einem Gleichdruck von 0,5 kg eine Schallgeschwindigkeit größer als 100 m/sec.

Daß trotz der großen Weichheit der Haut die Schallgeschwindigkeit einen so großen Wert erreicht, ist wahrscheinlich darin zu suchen, daß die Dicke der Hautschicht verhältnismäßig klein ist und an den Auflageflächen die Haut fest an der Unterlage haftet. Es kann daher eine seitliche Verschiebung nur in kleinem Maße auftreten, womit sich die Schallgeschwindigkeit den Werten der Kompressionswelle nähert. Bei einer größeren Hautdicke würde daher wahrscheinlich die Schallgeschwindigkeit abnehmen[9]).

Obige Messungen scheinen dafür zu sprechen, daß man bei einer Druckfläche von 0,8 cm² bis zu einer Hautdicke von 2,5 mm und einer Frequenz von 10000 Hz für die Schallübertragung noch ohne die Leitungstheorie auskommt und die Haut einfach durch eine massenlose Feder mit Reibung ersetzen kann. Es erscheint daher die Druckmessung eine für die Untersuchung der Knochenleitung sehr geeignete Meßmethode darzustellen.

Um die Brauchbarkeit der Methode auch praktisch zu erproben, wurde der Schwingungskörper bei einer Frequenz von 4000 Hz so locker wie nur möglich auf den Kopfknochen aufgesetzt und die entstehende Lautstärke durch Lautstärkenvergleich mit einem Luftleitungston verglichen. Hierauf wurde die Schwingungsamplitude des Knochenfernhörers auf den 4. Teil vermindert und der Knochenfernhörer so stark auf den Kopf gedrückt, bis der Druckmesser den gleichen Ausschlag wie früher zeigte. Da die Lautstärke genau die gleiche blieb, so ist damit erwiesen, daß die Lautstärke des Knochenleitungstones durch den Ausschlag des Druckmessers gegeben ist und von den Eigenschaften der Haut nicht abhängt.

Hält man den Wechseldruck konstant, so wird auch die Lautstärke des Knochenleitungstones etwa bis zu 2500 Hz dadurch nicht beeinflußt, daß man den Schwingungskörper einmal direkt auf die oberen Zähne aufsetzt und dann über die etwa 6 mm dicke Lippe einwirken läßt.

[9]) H. Böhme, Akust. Z. 2 (1937), S. 303.

4. Hörschwellenmessungen

Die größte Schwierigkeit bei der Konstruktion eines Knochenfernhörers besteht darin, die Luftschallabstrahlung zu beseitigen. Denn das Gehäuse des Knochenfernhörers führt ebenfalls Schwingungen aus, deren Amplitude umgekehrt proportional dem Massenverhältnis zwischen Gehäuse und Schwingungskörper ist. Da jedoch die Oberfläche des Gehäuses meist sehr groß ist, so entsteht trotz der kleinen

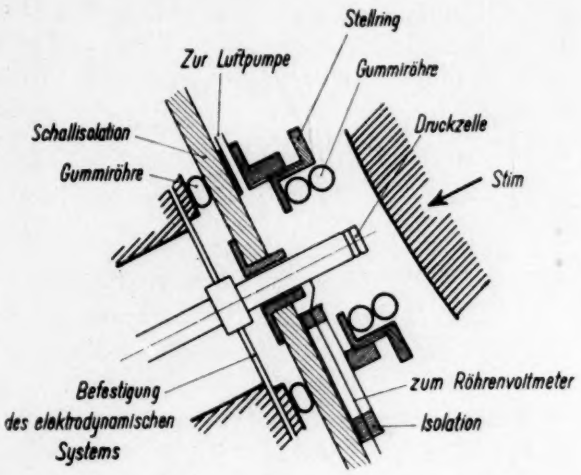


Abb. 11. Konstruktion des Knochenfernhörers

Schwingungsamplituden ein deutlich hörbares Schallfeld. Um dies zu vermeiden, wurde versucht, gleichzeitig 2 Schwingungskörper mit entgegengesetzten Schwingungsphasen zu verwenden, so daß beim symmetrischem Aufbau das Gehäuse schwingungsfrei wird. Bei den tiefen und mittleren Frequenzen bewährt sich diese Anordnung, bei den höheren Frequenzen war es jedoch nicht zu vermeiden, daß besonders beim Belasten des Schwingungskörpers mit dem Kopf die Resonanzlage überschritten wird, so daß dann die beiden Schwingungskörper ungleich schwingen.

Es konnte jedoch der Luftschall nach den Angaben von I. H. Jones und V. O. Knudsen[10]) wirksam unterdrückt werden, indem der ganze Knochenfernhörer in ein mit Filz ausgefütter-

[10]) I. H. Jones und V. O. Knudsen, Laryngoscope 46 (1936), S. 523 (die Arbeit war mir nur im Referat zugänglich).

tes Metallgehäuse gebracht wurde, aus dem nur, wie die Abb. 11 zeigt, der stangenförmig ausgebildete Schwingungskörper herausragte. Von außen war auf dem Gehäuse ein Metallring befestigt, der 2 aus einem Gummischlauch zusammengeklebte Gummiringe trug, die beim Aufdrücken des Kopfes auf den Schwingungskörper die letzte Öffnung luftdicht abschlossen. Durch ein Gewinde konnte die Höhe des Metallringes passend eingestellt werden, so daß die Gummiröhre den Druck des Kopfes auf den Schwingungskörper kaum beeinflußte. Der Druck des Gummiringes ist so klein, daß ein Einfluß auf die Knochenleitung nicht nachgewiesen werden konnte. Auch durch Aufdrücken eines kg-Gewichtes auf den Kopf gelingt es nur selten, eine Änderung zu erzeugen, da die Haut sehr stark federt.

Der ganze Knochenfernhörer wurde geneigt, so daß beim Auflegen der Stirn der Kopf nach vorne gesenkt werden konnte und schon durch sein eigenes Gewicht mit einem entsprechenden Druck auf den Schwingungskörper auflag. Ein seitliches Abgleiten wurde dabei durch die breite Auflagefläche des Stellringes vermieden. Für einige Dauerversuche erwies es sich als zweckmäßig, den Gleichdruck und die Lage des Kopfes dadurch konstant zu halten, daß in dem Hohlraum des Stellringes ein Unterdruck hergestellt wurde.

Bei sehr genauen Messungen empfiehlt es sich, den Gleichdruck nicht über gewisse Grenzen schwanken zu lassen, denn obwohl die Schalldruckübertragung durch die Haut von dem Gleichdruck nicht beeinflußt wird, so ist für die Knochenleitung vom Stirnbein bis zum Ohre oft doch eine kleine Änderung wahrnehmbar, da durch den Gleichdruck die elastischen Eigenschaften der Knochenwand geändert werden.

Der Schwingungskörper bestand aus einem *Al*-Rohr, das durch das ganze elektrodynamische System hindurchging, wobei an beiden Enden je eine Membran für die Parallelführung sorgte. Die beiden Membranen wurden so steif wie nur möglich gewählt, damit die Amplitude des Schwingungskörpers durch die Belastung mit dem Kopf nicht geändert wird. Es kann nämlich sonst vorkommen, daß beim Abheben des Kopfes die Amplitude des Schwingungskörpers sehr ansteigt, wodurch die Trägheitskräfte in der Quarzzelle so groß werden, daß besonders bei den ganz hohen Frequenzen die praktisch erreichbare Bewegungsunempfindlichkeit nicht mehr genügt und auch ohne Auflegen des Kopfes bereits ein Ausschlag vorhanden ist.

Zur Messung des Schalldruckes wurde die Quarzzelle der Abb. 6 am meisten benutzt. Um die Kapazität der Zelle und der Stromzuführungen zu bestimmen, befestigt man auf der Druckzelle eine kleine Masse, so daß bei Schwingungen hinter dem Verstärker ein Dauerausschlag entsteht. Hierauf schaltet man zwischen die Elektrodenzuführung und die Erde eine bekannte kleine Kapazität, wodurch der Dauerausschlag proportional der Kapazitätsvergrößerung vermindert wird, woraus sich die gesuchte Anfangskapazität bestimmen läßt. Als Zusatzkapazität wurde ein kurzes Stück einer koaxialen Leitung benutzt, die sich aus den Abmessungen leicht berechnen läßt.

Bei der Berechnung des Schwingungsdruckes aus der Gl. 1 ist zu berücksichtigen, daß die Empfindlichkeit der bewegungsunabhängigen Druckzelle bei der angegebenen Orientierung der Quarze 3 mal kleiner ist.

Um die Wechselspannung der Druckzelle direkt ablesen zu können, wurde über eine Kapazität der zum Röhrenvoltmeter führenden Elektrode eine bekannte Wechselspannung gegenüber der Erde zugeführt und der hinter dem Verstärker befindliche Strommesser entsprechend geeicht. Bei Frequenzunabhängigkeit der Verstärkeranordnung, kann der Strommesser auch unmittelbar den effektiven Schalldruck anzeigen.

Für die Hörschwellenmessungen wurde bei den Schwerhörigen die Stirne auf den Schwingungskörper gedrückt und dessen Schwingungsamplitude mittels einer Eichleitung bis zur Hörschwelle erniedrigt. Hierauf konnte an dem Röhrenvoltmeter mit möglichst logarithmischer Skala der effektive Schalldruck unmittelbar abgelesen werden. Bei den normal Hörenden reichte jedoch die Verstärkung oft nicht aus,

um an der Hörschwelle einen Ausschlag zu erhalten. Um wegen der Umständlichkeit der Schirmung keine größere Verstärkung anwenden zu müssen, wurde daher nach Bestimmung der Hörschwelle der Kopf möglichst ruhig gehalten und durch Niederdrücken einer Taste die Amplitude des Schwingungskörpers auf das 10- bzw. 100fache erhöht. Irgendwelche Amplitudenabhängigkeit der Schallübertragung konnte bei diesen kleinen Schwingungen nicht festgestellt werden.

Die Hörschwellenmessungen haben wir auf der Mitte der Stirn ausgeführt, da hier die Werte am besten reproduzierbar waren. Seitlich am Kopfe ist die Empfindlichkeit etwa 3 mal größer, doch ändern sich oft die Werte um den gleichen Betrag, wenn man den Schwingungskörper um einige mm verschiebt.

Die erhaltene Frequenzabhängigkeit der Hörschwelle für den offenen und den geschlossenen Gehörgang ist in der Abb. 12 dargestellt. Bei der Messung mit geschlossenem Gehörgang wurde die Öffnung des Ohres durch eine möglichst leichte Gummimembran luftdicht verschlossen. Es zeigt sich, daß die Lautstärkenerhöhung durch Ohrverschluß oberhalb 2000 Hz abnimmt.

Diese Lautstärkenerhöhung wurde auch direkt gemessen, indem mittels einer Eichleitung die Amplitude des Schwingungskörpers jeweils so verstellt wurde, daß beim Verschließen des Ohres mit dem Finger keine Lautstärkenänderung eintrat. Die erhaltenen Werte der benötigten Amplitudenänderungen sind in der Abb. 13 eingetragen. Oberhalb 2000 Hz kommen gelegentlich auch größere Lautstärkenerhöhungen vor, doch beschränken sich diese meist auf ein schmales Frequenzband. Beim Verschluß mit dem Finger kann oft auch eine Lautstärkenerniedrigung auftreten. Befindet sich der Schwingungskörper seitlich am Kopfe, so werden die Lautstärkenerhöhungen meist größer. Bei den Versuchen wurde darauf geachtet, daß die Lautstärke stets so groß war, daß der beim Ohrverschluß durch den Finger auftretende Brummton nicht störte. Ferner wurde darauf geachtet, daß beim Abheben des Kopfes von dem Schwingungskörper jegliche Hörempfindung ausblieb. Zu diesem Zwecke schraubt man den Stellring der Abb. 11 etwas höher, damit beim Abheben des Kopfes die Gummiröhre noch auf der Stirn aufliegt.

Auffallend an den Hörschwellenkurven ist der geringe Anstieg der Hörschwelle unterhalb 500 Hz. Es wurde zunächst daran gedacht, daß vielleicht Obertöne die Messungen beeinflussen. Um dies zu untersuchen, wurde der Schwingungskörper mit einer großen Masse belastet, so daß eine mechanische Resonanz bei etwa 70 Hz auftrat. Die gesiebten Schalldruckmessungen ergaben für die Hörschwelle den

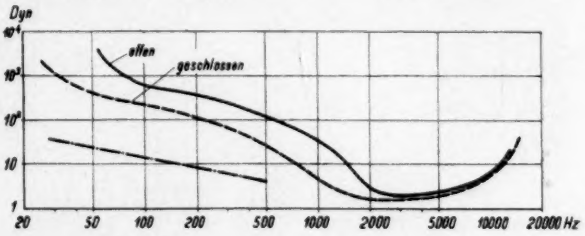


Abb. 12. Hörschwelle für Knochenleitung bei offenem und geschlossenem Gehörgang

gleichen Wert. Doch waren diese Messungen nicht gut reproduzierbar, da je nach dem Gleichdruck des Kopfes die Resonanz immer nachgestellt werden mußte. Um dies zu vermeiden, wurde eine mechanische Tiefpaßsiebkette hergestellt. Sie bestand aus 4 Fernhörermembranen, 2 Messingringen und 3 Messingzylindern, die entsprechend der Abb. 14 zusammengeklebt wurden. Mit dieser Anordnung läßt sich in bezug auf den Grundton leicht eine Dämpfung des ersten Obertones um mehr als 4 neper erreichen. Eine Verstimmung der Grenzfrequenz durch den Gleichdruck tritt auch hier auf, da durch den Gleichdruck die Fernhörermembranen gespannt werden und ihre Elastizitäten sich ändern, doch stört dies bei den Messungen nicht. Für die Hörschwellen ergaben sich genau die früher bestimmten Werte.

Die Siebkette hat den Nachteil, daß die Druckstelle auch seitliche Schwingungen ausführen kann. Man kann dies vermeiden, indem man die Siebketten aus GERDIENschen Schwingern[11]) zusammensetzt. Doch ist dies hier nicht

[11]) MÜLLER-POUILLET, Lehrbuch der Physik I (1929), S. 190.

notwendig, denn eine einfache Rechnung zeigt, daß die bei der seitlichen Verschiebung der Druckstelle auftretenden Reibungskräfte sehr klein sind. Drückt man an die Stirn eine ebene *Al*-Platte und setzt diese mit dem Stiel der Stimmgabel seitlich in Schwingungen, so konnte dabei kein Knochenleitungston erhalten werden.

Für den geschlossenen Gehörgang läßt sich der Frequenzanstieg der Hörschwelle bei den tiefen Frequenzen bis zu einem gewissen Grade berechnen. Wird nämlich bei den tiefen Frequenzen das Stirnbein in Schwingungen versetzt, so führt die ganze Schädelmasse Parallelverschiebungen aus. Nur der Unterkiefer bleibt infolge seiner Trägheit bis zu einem gewissen Grade in Ruhe, da er mit den übrigen Knochen nicht direkt verbunden ist. Da das Gelenk des Unterkiefers ganz nahe am Gehörgang liegt[12]), so wird daher der Gehörgang komprimiert. Verschließt man den Gehörgang, so entsteht eine Luftdruckschwankung, welche auf das Trommelfell wirkt.

Wird die Kopfmasse einem konstanten Druck ausgesetzt, so nimmt bei steigender Frequenz seine Schwingungsamplitude wie ω^{-2} ab, wenn ω die Frequenz angibt. Daher nimmt der Druck im Gehörgang ebenfalls wie ω^{-2} ab. Aus der Frequenzabhängigkeit der Hörschwelle für Luftleitung ist nun bekannt, daß die Empfindlichkeit des Ohres bei den tiefen Frequenzen recht genau wie $\omega^{2{\cdot}77}$ zunimmt. Da jedoch der Schalldruck im Gehörgang mit steigender Frequenz immer kleiner wird, so bleibt für die Empfindlichkeitszunahme der Hörschwelle bei Knochenleitung nur noch $\omega^{0{\cdot}77}$.

Der Frequenzgang dieser Abhängigkeit ist in der Abb. 12 durch die punktierte Gerade dargestellt, mit der die Hörschwellenkurve in dem Frequenzbereich von 50—500 Hz zusammenfällt.

Die starke Empfindlichkeitserhöhung in der Umgebung von 2000 Hz hängt wahrscheinlich mit der Resonanz der Gehörknöchelchen zusammen, denn sie fehlt bei Radikaloperierten, bei denen das Trommelfell, der Hammer und der Amboß entfernt wurden. Dies ist auch aus der Abb. 15 zu sehen, die die mittlere Hörschwelle für beiderseitig Radikaloperierte mit nach ärztlichen Angaben sonst normalem Nervensystem zeigt. Bei den Radikaloperierten wurde bei einem Ohrverschluß keine Lautstärkenerhöhung angegeben, da offenbar der reine Luftleitungston geschwächt ist. Außerdem zeigt es sich, daß unterhalb 500 Hz die Hörschwellenerhöhung nur gering gegenüber dem normalen Ohr bei offenem Gehörgang ist.

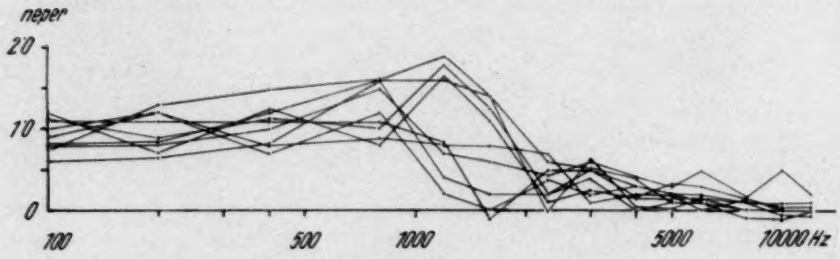


Abb. 13. Frequenzabhängigkeit der Lautstärkenerhöhung beim Ohrverschluß

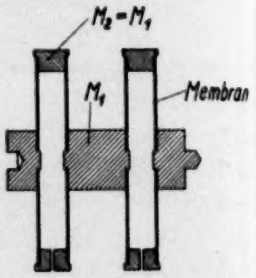


Abb. 14. Mechanische Siebkette für tiefe Frequenzen

Die beschriebene Meßanordnung ist dazu geeignet, die von den Ohrenärzten benutzten Stimmgabeln auch für die Knochenleitung absolut zu eichen. Zu diesem Zweck wurde die Stimmgabel wie üblich am Knie maximal angeschlagen, auf die Stirn gesetzt, die entstehende Lautstärke mit einem gleich lauten Ton des Knochenfernhörers verglichen und dessen Schalldruck bestimmt. Man kann auch auf der Stimmgabel unmittelbar eine Druckzelle möglichst kleiner Masse befestigen und so die Stimmgabel auf die Stirn aufsetzen. Es wird dann der Schalldruck der Stimmgabel unmittelbar ablesbar.

[12]) Ann. Physik 5, 13 (1932), S. 111, Fig. 18.

Von den Ohrenärzten wird zur Bestimmung der Knochenleitung meist eine Stimmgabel von 256 Hz und der in der Abb. 16 dargestellten Bauart mit breiterem Fuß verwendet. Für diese Stimmgabel von 18 cm Gesamtlänge ergab sich beim maximalen Anschlag für den Schalldruck bei Knochenleitung ein Wert von

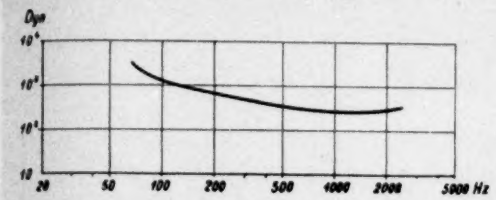


Abb. 15. Hörschwellenkurve für beiderseitig Radikaloperierte mit sonst gesundem Nervensystem

$5 \cdot 10^5$ dyn = 500-g-Gewicht und eine Dämpfung von 6,6 neper/Minute. Für die Luftleitung war der mit einer Sonde gemessene Schalldruck am Gehörgang maximal 4 dyn/cm². Die Dämpfung der Stimmgabel betrug dabei am Anfang etwa 4 neper/Minute und verminderte sich nach etwa 30 Sekunden auf 2,5 neper/Minute. Die Stimmgabel wurde bei diesem Versuch in der Mitte des Stieles mit zwei Fingern angefaßt.

Zusammenfassung

Es wird das Problem behandelt, wie man die Schwingungen der Schädelknochen durch die weiche und sehr stark veränderliche Haut messen kann. Zu diesem Zweck wird gezeigt, daß der Schalldruck im ganzen Hörbereich fast verzerrungsfrei durch die Haut auf den Knochen übertragen wird, so daß der auf den Knochen einwirkende Schwingungsdruck für Meßzwecke sehr geeignet erscheint. Um den auf den Knochen übertragenen Druck messen zu können, wurden piezoelektrische Druckzellen hergestellt, die gegenüber Eigenbewegungen unempfindlich waren, so daß sie auf den Schwingungskörper eines elektrodynamischen Systems aufgesetzt werden konnten und hier nur den auf die Oberfläche einwirkenden Druck anzeigten. Mit dieser Anordnung wurde die Hörschwelle des normalen und radikaloperierten Ohres im hörbaren Frequenzbereich bestimmt. Auch ergab sich die Möglichkeit, die von den Ohrenärzten benutzten Stimmgabeln nicht nur für die Luftleitung, sondern auch für die Knochenleitung absolut zu eichen.

Abb. 16. Die für Knochenleitung gebräuchliche ohrenärztliche Stimmgabel

Die Untersuchungen wurden mit Unterstützung der Széchenyi-Gesellschaft, Budapest, ausgeführt.

(Eingegangen am 21. Dezember 1938.)

Die experimentelle Grundlage zum Entwurf des akustischen Luftstrahlgenerators

Von Jul. Hartmann und Elisabeth v. Mathes

Mitteilung aus dem Laboratorium für technische Physik, Dänemarks Technische Hochschule

(Mit 18 Textabbildungen)

1. Einführung

Der akustische Luftstrahlgenerator dient zur Erzeugung von Schallwellen in Luft, deren Frequenzen im Bereich von einigen tausend Schwingungen pro sec bis zu 100000 Schwingungen pro sec und darüber liegen. Charakteristisch für seine Schallaussendung ist die relativ große Intensität. So ist unter gewissen Voraussetzungen die totale Ausstrahlung akustischer Energie von der Größenordnung 1,6 Watt bei

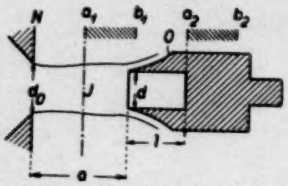


Abb. 1. Schema des Luftstrahl-Generators

einer Frequenz von 100000 Hz, 160 Watt bei 10000 Hz, 640 Watt bei 5000 Hz. Die Hauptteile des Generators zeigt Abb. 1. Hier ist N eine Düse, aus der die Luft mit Überschallgeschwindigkeit ausströmt. Bekanntlich ist die Bedingung für die Erzeugung eines derartigen Luftstrahles die, daß der Überdruck in dem vor der Düse befindlichen Behälter größer als 0,9 Atm. ist. Der Düse gegenüber ist ein zylindrischer Oszillator O so angebracht, daß seine Öffnung dem Luftstrahl zugewandt ist. Falls die Öffnung von O sich innerhalb des einen oder anderen einer Reihe von in gleichen Abständen auftretenden Bereichen $a_1 b_1$, $a_2 b_2$, $a_3 b_3$, ... des Strahls, den Instabilitätsbereichen, befindet, dann und nur dann wird die Luft im Oszillator in kräftige Schwingungen versetzt, und werden Wellen ausgesandt. Die Frequenz der entstehenden Schwingungen ist nahe gleich der Eigenfrequenz des Oszillators bei der jeweiligen Temperatur der Luft im Behälter. Folglich ist im allgemeinen die Wellenlänge angenähert durch die Formel

$$\lambda = 4\,(l + 0{,}3\,d) \qquad (1)$$

gegeben, wo d den Durchmesser und l die Tiefe des Oszillators bedeuten. Tatsächlich ist λ immer etwas größer als der aus (1) erhaltene Wert.

Der modus operandi des hier betrachteten Generators wurde durch eine Reihe von Untersuchungen, deren Ergebnisse in vorausgegangenen Schriften dargestellt sind, erhellt. Die Schwingungserscheinung findet ihre Erklärung in der periodischen Struktur, die für einen Strahl mit Überschallgeschwindigkeit charakteristisch ist, Abb. 2. Verschiebt man die Sonde eines einfachen Pitot-Apparates, Abb. 3, längs der Achse des Strahls, und stellt man die Ablesungen an einem mit der Sonde verbundenen Manometer als Funktion von der Stellung der Sondenöffnung graphisch dar, so erhält man eine periodische Kurve, die Pitot-Kurve. Die oben genannten Instabilitätsbereiche sind jene Intervalle $a_1 b_1$, $a_2 b_2$ usw., in welchen der Staudruck in Richtung des Luftstrahls zunimmt, und es ist leicht verständlich, warum die Luft im Oszillator oder auch in jedem beliebigen Behälter dann schwingen muß, wenn seine Öffnung sich innerhalb, nicht aber, wenn sie sich außerhalb eines dieser Intervalle befindet. Die Frage nach der Erklärung des fundamentalen Schwingungsvorgangs liegt indes außerhalb des Rahmens dieser Abhandlung, und soll der Leser diesbezüglich auf die Liste vorausgegangener Schriften über den Generator hingewiesen wer-

len. Die vorliegende Darstellung behandelt eine ausgewählte Reihe von Untersuchungen, die als Grundlage für den Entwurf des Luftstrahl-Generators ausgeführt wurden. So stellte sich schließlich das Problem, Gleichungen (oder Kurven) zu geben, die drei Gruppen von Größen zueinander in Beziehung setzen: 1. Die Größen, durch welche die Konstruktion des Generators charakterisiert ist. 2. Die für den Betrieb des Generators bestimmenden Größen, und 3. Die

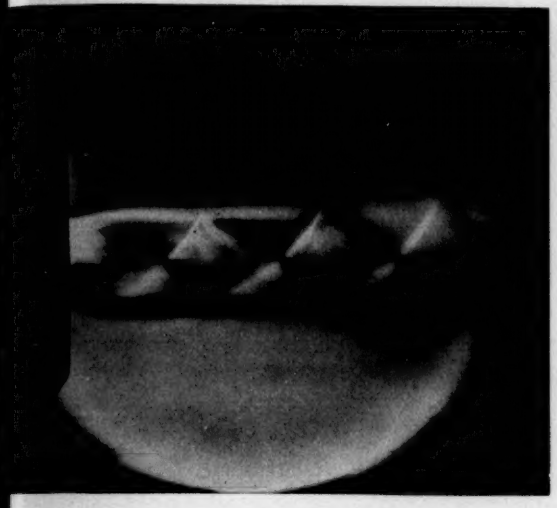


Abb. 2. Photographie eines Luftstrahls mit Überschallgeschwindigkeit

Größen, die das Produkt, d. h. die Schallwellen charakterisieren. Die erste Gruppe von Größen zeigt Abb. 1. Sie sind: d_0 Durchmesser der Strahlmündung, d Durchmesser des Oszillators, l Tiefe des Oszillators, a Abstand zwischen Düse und Oszillator. In der vorliegenden Arbeit beschränken wir uns auf Untersuchungen einer Grundform des Generators, in welcher $d_0 = d = l$ ist, da dieser Generator im allgemeinen den größten akustischen Wirkungsgrad besitzt. Die zweite Gruppe von Größen umfaßt den Überdruck p, der im folgenden immer in Atm. angegeben ist, das in der Zeiteinheit ausströmende Luftvolumen V (m³/min bei 0°, 76 cm Hg) oder die Masse G der in der Zeiteinheit ausströmenden Luft (g/sec) und die zur Erhaltung des Luftstrahls nötige Leistung E_c (Watt oder kW). Die dritte Gruppe schließlich besteht aus der Wellenlänge λ (mm oder cm bei Zimmertemperatur 20°) oder der Frequenz $N = \frac{340000}{\lambda\,(\mathrm{mm})}$, ferner aus der akustischen Leistung E (Watt), dem Wirkungsgrad $\eta = \frac{E}{E_c} \cdot 100\%$ des Generators, und aus der prozentualen Regulierungsmöglichkeit von λ oder N. Das Ziel der Untersuchung war, wie gesagt, aus den Beobachtungen Beziehungen zwischen den drei Gruppen von Größen abzuleiten, die für den Entwurf des Generators zu verwenden sind. Bei diesem Entwurf sind die Größen der dritten Gruppe gewöhnlich vorgeschrieben, und das Problem ist, die entsprechenden Werte für die Dimensionen und die Betriebsgrößen zu finden.

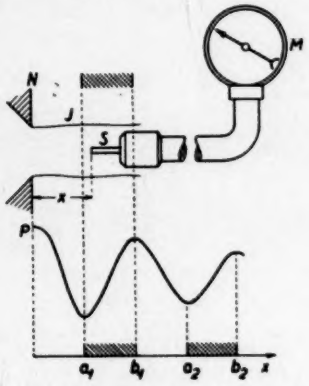


Abb. 3. Lage der Instabilitätsbereiche relativ zur Pitot-Kurve

2. Variation der Wellenlänge innerhalb des ersten Instabilitätsbereichs

Im allgemeinen wird nur der erste Instabilitätsbereich ($a_1\,b_1$, Abb. 1) des akustischen Generators benutzt. So wurden alle im folgenden angeführten Beobachtungen mit einem in diesem Intervall befindlichen Oszillator gemacht. Zunächst wurde untersucht, wie die Wellenlänge sich ändert, wenn der Abstand a, Abb. 1, wächst. In Abb. 4 ist eine Schar von λ—a-Kurven dargestellt, welche dem Fall $d_0 = d = l = 4$ mm und vier Werten des Überdrucks p entsprechen. Ganz ähnliche Scharen von Kurven wurden mit vier anderen Generatoren vom Typus $d_0 = d = l$ erhalten, wobei d jeweils 2, 3, 4 oder 6 mm war. Wie man sehen wird, können die den verschiedenen Überdrucken p entsprechenden λ—a-Kurven in erster Annäherung als gerade Linien mit gleicher Neigung

$d\lambda/da$ betrachtet werden. Die Schwingungen beginnen mit nahezu demselben Wert λ_0 bei einem Abstand a_0 des Oszillators von der Düse, der um so größer ist, je größer p ist; a_0 ist der Anfang des ersten Instabilitätsbereichs. Die Schwingungen hören bei einem Abstand a_m, dem Ende des Instabilitätsbereichs, auf. Wird der Oszillator von der Düse entfernt, so setzen die Schwingungen plötzlich ein, wenn a_0 erreicht ist. Es kann indes ein schmales Intervall gerade vor der a_0-Grenze auftreten, in welchem Schwingungen von bedeutend höherer Frequenz als

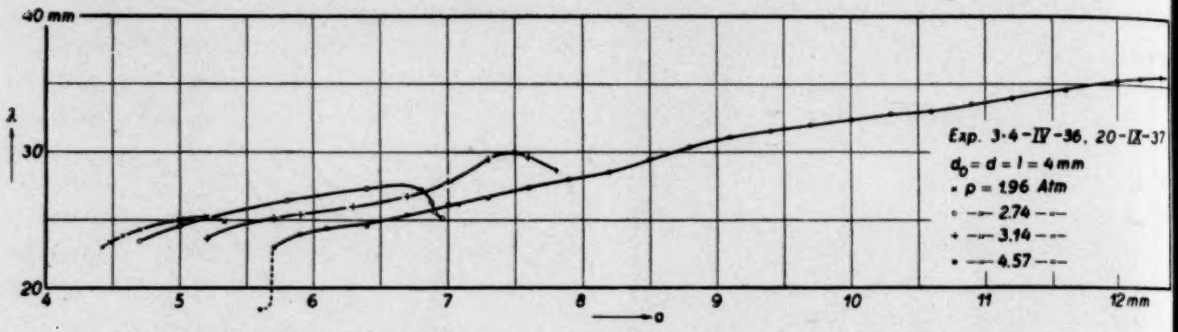


Abb. 4. Änderung der Wellenlänge mit dem Abstand a zwischen Düse und Oszillator, $d_0 = d = l = 4$ mm

$\frac{340000}{\lambda_0}$ ausgesandt werden. Ein Beispiel hierfür ist in der Kurve $p = 4{,}57$ Atm. von Abb. 4 gegeben. Wenn die Endgrenze a_m überschritten ist, hört die Aussendung von Wellen ganz plötzlich auf, vorausgesetzt, daß der Druck nicht über einer gewissen Grenze liegt. Bei höheren Drucken gehen der erste und der zweite Instabilitätsbereich ineinander über. Von diesen Sondererscheinungen und anderen geringfügigen Einzelheiten abgesehen, kann man die erhaltenen Kurven durch eine ideale Kurve, wie sie in Abb. 5 dargestellt ist, ersetzen. Aus einer großen Anzahl von Beobachtungen wurden nun die folgenden Beziehungen abgeleitet. Zunächst wurde

$$\lambda_0 = 5{,}8\, d_0 \tag{1}$$

unabhängig vom Überdruck gefunden. Dann wurde für die Neigung $\frac{d\lambda}{da}$ der $\lambda - a$-Kurve allgemein gültig der Wert 2,5 abgeleitet. So ist

$$\frac{d\lambda}{da} = 2{,}5 \tag{2}$$

unabhängig sowohl von p als von $d_0 = d$. Trägt man $\frac{a_0}{d_0}$ und $\frac{a_m}{d_0}$ als Funktion des Überdrucks auf, so erhält man parabolische Kurven. Diese Kurven und die beobachteten Punkte zeigen Abb. 6 und 7. Die Streuung der Punkte um die Kurven gewährt einen Einblick in den Grad der Unbestimmtheit. Aus den Kurven wurden die Formeln

$$\frac{a_0}{d_0} = 1 + 0{,}041\,(p - 0{,}9)^2 \tag{3}$$

und

$$\frac{a_m - a_0}{d_0} = 0{,}13\,(p - 0{,}9)^2 \tag{4}$$

erhalten, worin der Überdruck p in Atm. einzusetzen ist. Weiterhin ist in Abb. 8 die Kurve dargestellt, welche die prozentuale Veränderlichkeit $\frac{\lambda_m - \lambda_0}{\lambda_0} \times 100$ der Wellenlänge als Funktion von p zeigt. Dies liefert die Formel

$$\frac{\lambda_m - \lambda_0}{\lambda_0} \cdot 100 = 5{,}4\,(p - 0{,}9)^2. \tag{5}$$

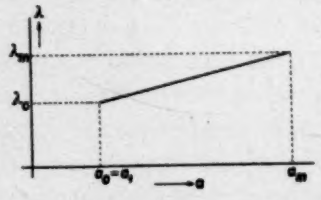


Abb. 5. Diagramm von $\lambda - a$-Kurven

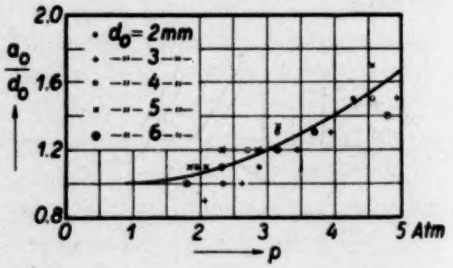


Abb. 6. $\frac{a_0}{d_0} - p$-Kurve

Aus den Formeln (1), (2) und (3) ist der allgemein gültige Ausdruck für λ als Funktion von $d_0 = d$ und p

$$(6) \quad \frac{\lambda}{d_0} = 5{,}8 + 2{,}5\left[\frac{a_0}{d_0} - (1 + 0{,}041\,(p - 0{,}9)^2)\right]$$

leicht abzuleiten. Auf Grund dieser Formel kann eine Schar von Kurven gekennzeichnet werden, welche $\frac{\lambda}{d_0}$ als Funktion von $\frac{a}{d_0}$ darstellen, und zur Bestimmung eines jeden beliebigen d_0, a und p entsprechenden λ dienen können. Solch eine Schar von Kurven ist in Abb. 9 dargestellt. Sie geben gleichzeitig die Grenzen für die Gültigkeit der Formel (6).

3. Variation der akustischen Ausstrahlung innerhalb des ersten Instabilitätsbereichs

Wir gehen dazu über, die Ausstrahlung akustischer Energie zu betrachten. Diese wurde

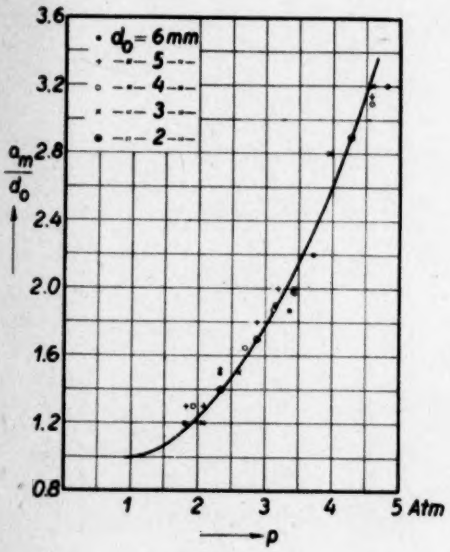


Abb. 7. $\frac{a_m}{d_0}$ — p-Kurve

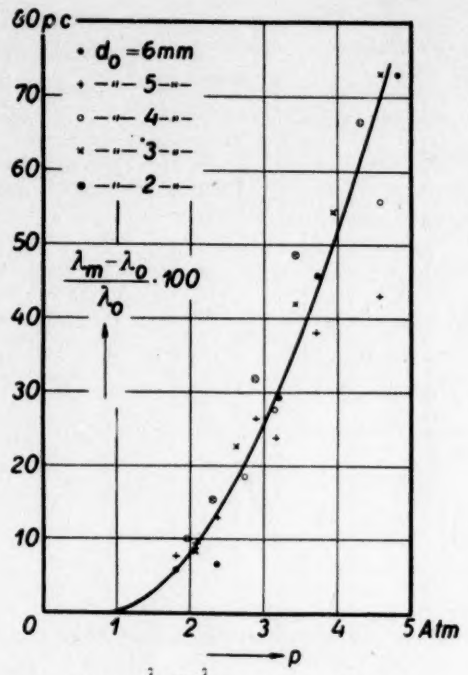


Abb. 8. $\frac{\lambda_m - \lambda_0}{\lambda_0} \cdot 100$ — p-Kurve

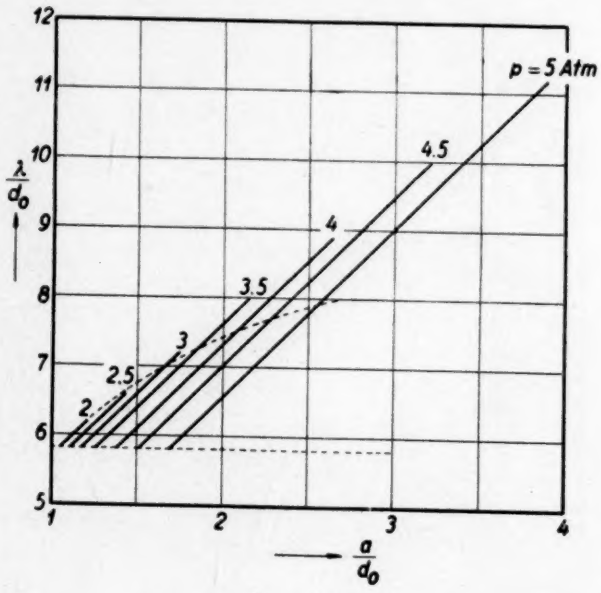


Abb. 9. $\frac{\lambda}{d_0}$ — $\frac{a}{d_0}$-Kurven

in einer Kammer mit total absorbierenden Wänden mit Hilfe einer geeigneten RAYLEIGH-Scheiben-Anordnung gemessen. In Abb. 10 sieht man eine Schar von Kurven, die die Strömung der akustischen Energie W pro cm² als Funktion von a und p innerhalb des ersten Instabilitätsbereichs darstellen. Der Fluß akustischer Energie wurde in einem bestimmten Abstand A vom Generator, in einer zu seiner Achse senkrechten durch die Mündung des Oszillators (oder nahe daran) gehenden Ebene, gemessen. Es zeigt sich, daß der Energiefluß

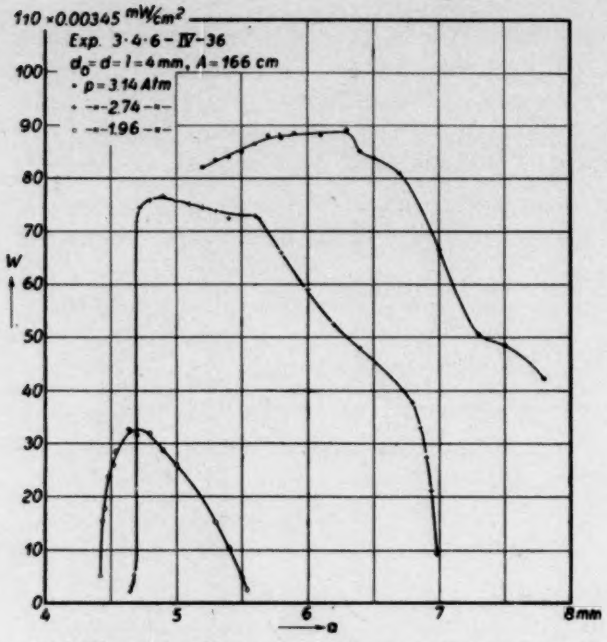


Abb. 10. Ausstrahlung akustischer Energie innerhalb des ersten Instabilitätsbereichs, $d_0 = d = l = 4$ mm

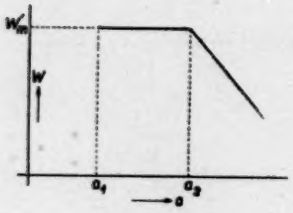


Abb. 11. Diagramm von W — a-Kurven

ganz plötzlich auf seinen maximalen (oder nahezu maximalen) Wert springt, wenn der Oszillator in den Instabilitätsbereich gebracht wird (außer bei niedrigen Werten von p). Dann bleibt, wenn a weiter wächst, der Energiefluß ziemlich konstant, bis ein gewisser Abstand a_2 erreicht ist, von wo aus der Energiefluß recht schnell abnimmt. Diese Gestalt ist allen W—a-Kurven, die mit Oszillatoren des oben angegebenen Typus aufgenommen wurden, gemeinsam. Aus den vorliegenden Kurven wurden die Werte von a_1, a_2 und W'_m, vgl. Diagramm Abb. 11, abgelesen, wo W'_m nicht den tatsächlich maximalen Wert des akustischen Energieflusses bedeutet sondern die mittlere Höhe des Teils der W—a-Kurve, der als angenähert konstant angesehen werden kann. Aus dem so erhaltenen Material wurde gefunden, daß a_1 recht gut mit a_0 aus Diagramm Abb. 5 übereinstimmt.

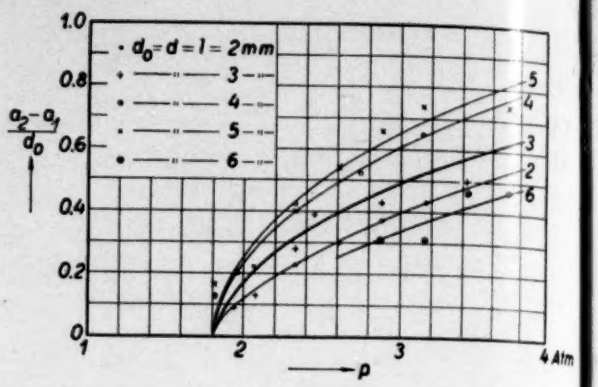


Abb. 12. $\frac{a_2 - a_1}{d_0}$ — p-Kurven

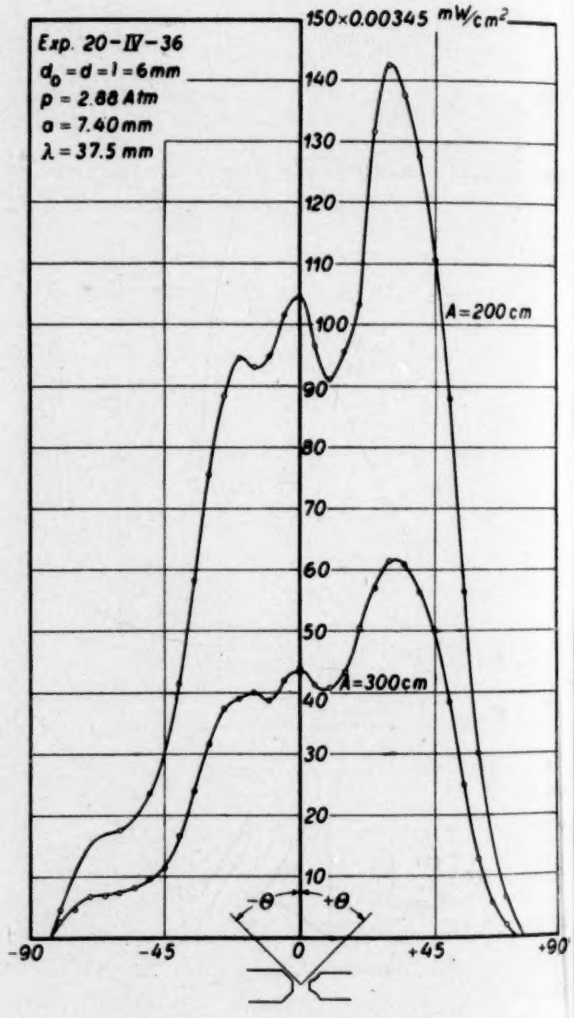


Abb. 13. Kurven totaler Ausstrahlung, $d_0 = d = l = 6$ mm, p = 2,88 Atm.

Also gilt

(1) $$\frac{a_1}{d_0} = 1 + 0{,}041\,(p - 0{,}9)^2.$$

Die Bestimmung der Grenze a_2 war, wie aus Abb. 12 ersichtlich, einiger Unsicherheit unterdargestellt werden. Aus (1) und (2) erhalten wir schließlich

(3) $$\frac{a_2}{d_0} = 1 + 0{,}44\,\sqrt{p - 1{,}8} + 0{,}041\,(p - 0{,}9)^2$$

(p Überdruck in Atm.)

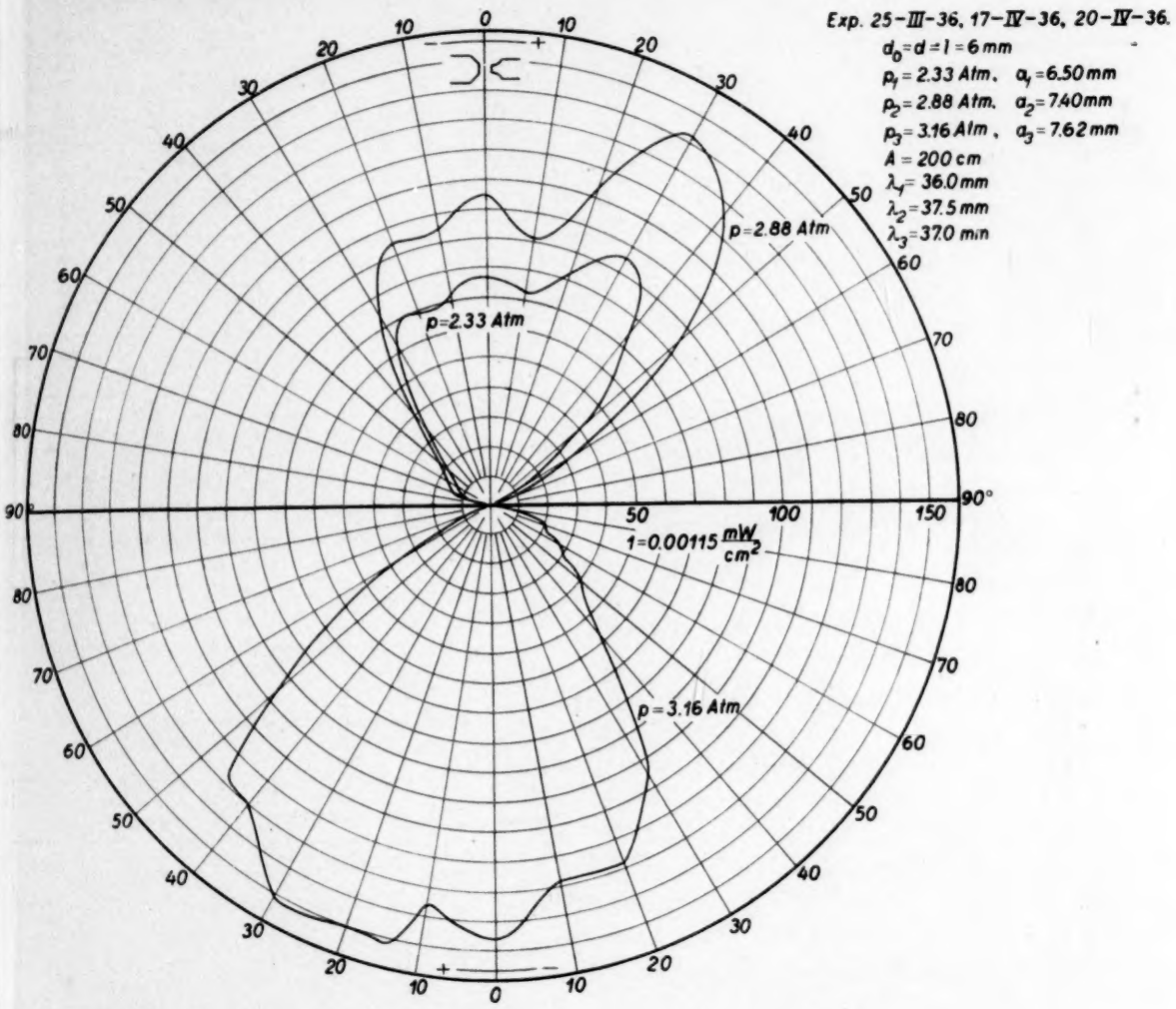


Abb. 14. Kurven totaler Ausstrahlung, $d_0 = d = l = 6$ mm

vorfen. Mit den verschiedenen Oszillatoren wurden ziemlich verschiedene Kurven für die Änderung von $\frac{a_2 - a_1}{d_0}$ mit p gefunden. Die $l = 3$ mm entsprechende Kurve wurde an Stelle aller Kurven ausgewählt. Sie kann durch die Formel

(2) $$\frac{a_2 - a_1}{d_0} = 0{,}44\,\sqrt{p - 1{,}8} \qquad (p \text{ Atm.})$$

In Abb. 9 ist eine punktierte Kurve durch das $\frac{\lambda}{d_0} - \frac{a}{d_0}$ Diagramm gezogen. Diese Kurve gibt die Grenze des maximalen (und konstanten) akustischen Energieflusses an. Bezeichnet man das dieser Grenze entsprechende λ mit λ'_m, so findet man, daß

(4) $$\frac{\lambda'_m - \lambda_0}{\lambda_0} \cdot 100 = 9{,}15\,(p - 0{,}9).$$

Tabelle 1

$d_0 = d = l$ mm	p Atm	λ mm	E_0 Watt	E_e Watt	η_0 %	$\alpha \cdot 10^3$	$\frac{E_0}{d^2\sqrt{p}-0{,}9}$
2	2,61	11,7	13,4	335	3,99	1,80	2,56
2	2,61	11,5	14,2	335	4,24	1,73	2,71
3	2,61	18,2	38,2	694	5,40	1,05	3,24
3	2,33	18,4	32,0	586	5,42	0,93	2,96
3	2,07	18,7	34,3	502	6,84	0,94	3,53
3	2,33	18,8	38,5	586	—	—	3,56
4	2,74	24,6	73,1	1380	5,29	0,86	3,39
4	2,33	26,0	55,2	1110	4,98	0,56	2,88
4	2,33	24,3	51,8	1110	4,66	0,80	2,70
5	3,44	32,7	103	2920	3,52	0,30	2,60
5	2,33	32,0	79	1700	—	—	2,63
6	2,88	37,5	143,5	3160	4,54	0,13	2,82
6	2,33	36,0	130	2350	5,55	(0,70)	3,00
6	3,16	37,0	145	3570	—	—	2,68
						Mittel:	2,95

Diese Formel stellt den bei wirtschaftlicher Produktion von Schallwellen zur Verfügung stehenden Regulierungsbereich dar. Wird die Grenze λ'_m überschritten, so erleidet der Wirkungsgrad bald eine bedeutende Einbuße.

4. Die totale Ausstrahlung akustischer Energie

Der nächste Schritt war, die Verteilung des akustischen Energieflusses um den Generator zu studieren. Da die Ausstrahlung symmetrisch in bezug auf die Achse des Generators ist, genügte es, die Verteilung in einer horizontalen Ebene durch die Generatorachse zu untersuchen. Es wurde eine große Zahl dieser Verteilungskurven für die oben angegebenen Standard-Oszillatoren aufgenommen. Abb. 13 gibt ein Beispiel. Die Abszisse ist der Winkel Θ zwischen der zur Achse senkrechten Linie und der Richtung, in welcher der Energiefluß gemessen ist; Θ ist positiv in den dem Oszillator zugewandten Richtungen. Die Kurven wurden im allgemeinen für zwei Abstände A zwischen dem Generator, d. h. der Oszillatoröffnung, und dem RAYLEIGH-Scheiben-Indikator aufgenommen. Letzterer gibt den Energiefluß in Milliwatt pro cm². Ferner wurde der Oszillator so eingestellt, daß er ein Maximum akustischer Energie aussendet, wofür der entsprechende Wert von a aus den im vorigen Paragraphen besprochenen $W-a$-Kurven entnommen wurde. Aus Abb. 13 sieht man, daß das Maximum des Energieflusses nicht in der Äquatorialebene gefunden wurde sondern in dem betrachteten Fall in einer Richtung, die einen positiven Winkel, von hier 30°, mit dieser Ebene bildet, also in Richtung gegen den Oszillator. Dies ist auch aus einer in Polarkoordinaten gezeichneten Kurve ersichtlich. Siehe Abb. 14.

Nun kann aus einer Schar von Kurven wie in Abb. 13 mancherlei entnommen werden. In erster Linie kann der totale akustische Energiestrom E_A durch die Oberfläche einer Kugel mit dem Radius A mit Hilfe der Formel

$$(1) \qquad E_A = 2\pi A^2 \int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{1}} W \cos\Theta \, d\Theta \qquad \text{mWatt},$$

wo A in cm gemessen und W in mWatt/cm² die Ordinate der $W-a$-Kurve ist, durch numerische Integration berechnet werden. Wenn das den beiden A-Werten A_1 und A_2 entsprechende E_A mit E_1 und E_2 bezeichnet wird und der im Abstand $A = 0$ gemessene totale Energiestrom E_0 ist, dann können wir schreiben

$$(2) \qquad E_1 = E_0 \, e^{-2\alpha A_1}$$

und

$$(3) \qquad E_2 = E_0 \, e^{-2\alpha A_2},$$

wo α der Absorptionskoeffizient ist. Aus (2)

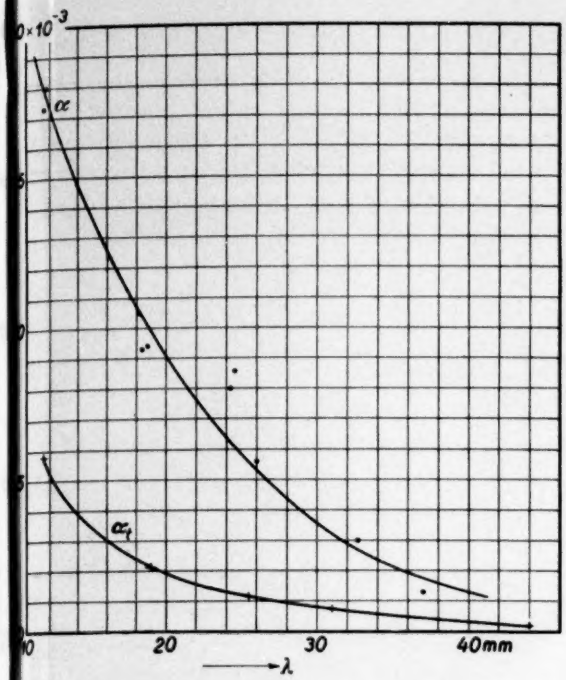


Abb. 15. Änderung des Absorptionskoeffizienten mit λ

und (3) kann α erhalten werden. Man findet

$$2\alpha = \log_e 10 \frac{\log E_1 - \log E_2}{A_2 - A_1} \tag{4}$$
$$= 2{,}303 \frac{\log E_1 - \log E_2}{A_2 - A_1},$$

wobei log E den Logarithmus mit der Basis 10 bedeutet. Setzt man α aus (4) in (2) oder (3) ein, so erhält man E_0.

In Tab. 1 ist eine Reihe von Werten E_0 und α, die aus den experimentellen Kurven abgeleitet sind, angegeben. Dividiert man die Werte von E_0 durch $d^2 \mid p - 0{,}9$, so erhält man

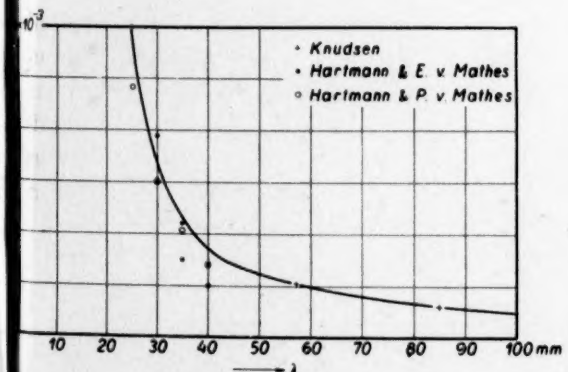


Abb. 16. Änderung des Absorptionskoeffizienten mit λ

einigermaßen konstante Werte, deren Durchschnitt 2,95 oder etwa 3,00 ist. So kann E_0 mit einer gewissen Unsicherheit nach der Formel

$$E_0 = 3\, d^2 \mid p - 0{,}9 \tag{5}$$
(Watt, mm, Atm.)

berechnet werden. Die mittlere Abweichung der Werte der Größe $E_0/d^2 \mid p - 0{,}9$ von 2,95 beträgt 0,34 oder etwas mehr als 10%.

Stellt man die Abhängigkeit der Werte α von λ graphisch dar, so erhält man die obere Kurve in Abb. 15. In demselben Diagramm

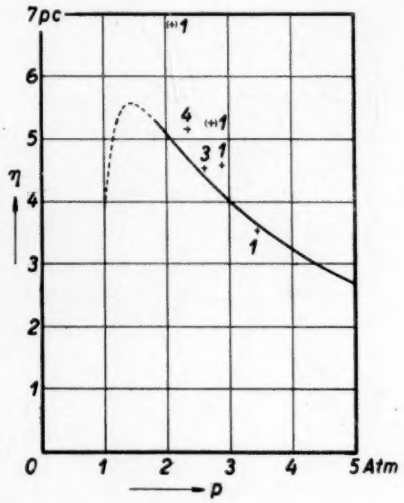


Abb. 17. Wirkungsgrad η des Generators als Funktion des Überdrucks p (Atm.)

stellt eine Kurve den theoretischen Ausdruck für den Absorptionskoeffizienten, so wie er von RAYLEIGH gegeben wurde, dar:

$$\alpha_t = \frac{8\pi^2 N^2 \nu_1}{3\, c^3} = \frac{8\pi^2 \nu_1}{3\, c\, \lambda^2}. \tag{6}$$

Hier ist N die Schallfrequenz, c die Schallgeschwindigkeit und ν_1 die kinematische Viskosität der Luft, d. h. 0,132 cgs-Einheiten. Aus Abb. 15 sieht man, daß der erhaltene Wert von α im Mittel 5mal so groß wie der theoretische Wert α_t ist. Ähnliche Werte des Absorptionskoeffizienten wurden von KNUDSEN[1]) durch Nachhallversuche erhalten. Die abnorm große Absorption wird durch Reaktionen zwischen dem Luftsauerstoff und der Luftfeuchtigkeit er-

[1]) V. O. KNUDSEN, J. Acous. Soc. Am. 3 (1931), S. 126 und 5 (1933), S. 112.

klärt[2]). In Abb. 16 ist eine Kurve auf Grund unserer und zweier von KNUDSEN[3]) gemachter Beobachtungen gezeichnet. Die letzteren Punkte stimmen recht gut mit den aus der vorliegenden Untersuchung stammenden Beobachtungen überein. Es ist angenommen, daß die relative Feuchtigkeit in beiden Fällen etwa 50% betragen hat.

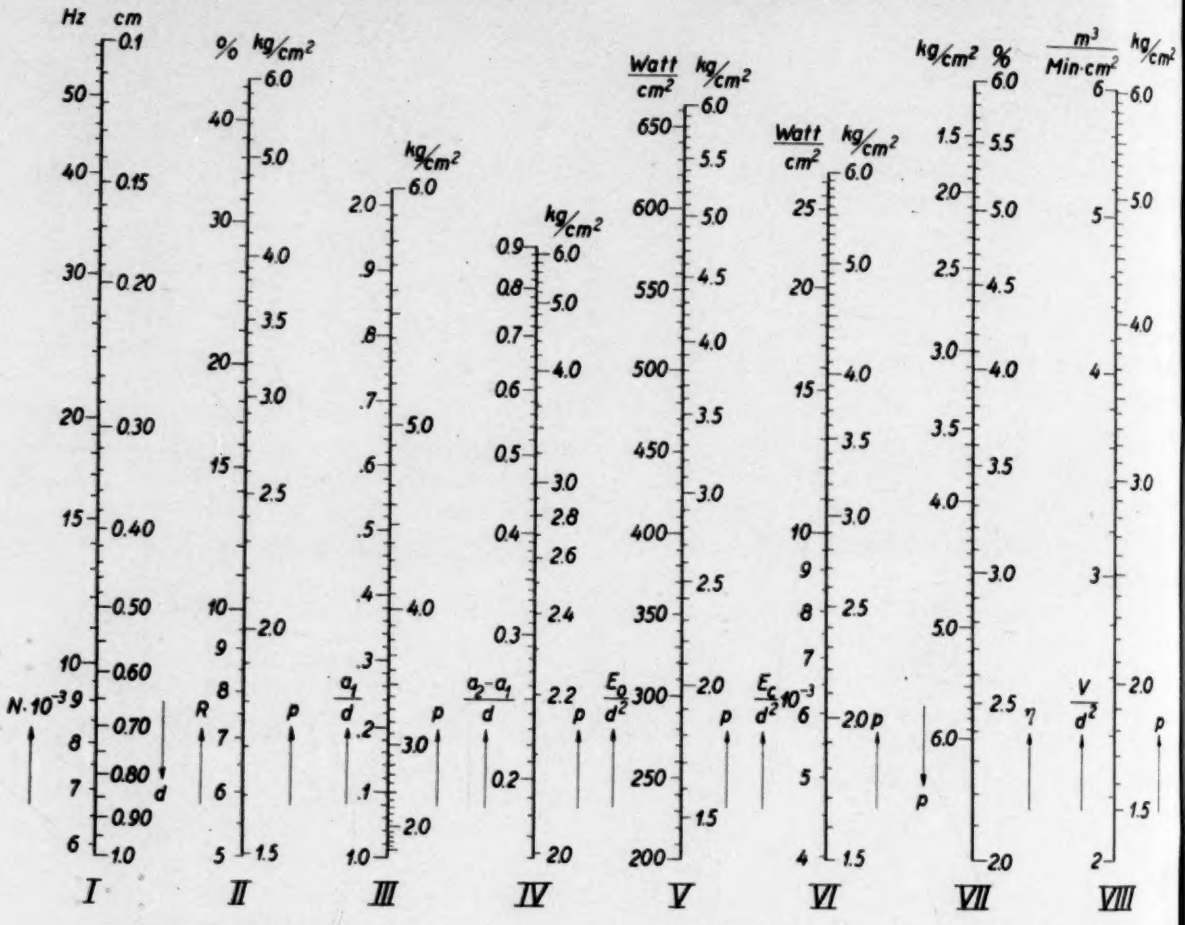


Abb. 18. Sammlung von Nomogrammen zum Entwurf des akustischen Luftstrahlgenerators

5. Wirkungsgrad des Generators

Wir können den Wirkungsgrad des akustischen Generators als das Verhältnis der totalen Ausstrahlung akustischer Energie E_0 zu der für die Aufrechterhaltung des Luftstrahls nötigen Leistung definieren. Für Generatoren vom Typus $d_0 = d = l$ haben wir einen Ausdruck für den akustischen Energiefluß abgeleitet, Formel (5) Paragraph 4. Die zum Betrieb des Generators nötige Leistung, d. h. die Kompressionsarbeit für die pro sec ausströmende Luftmasse kann ausgedrückt werden durch

$$E_e = \frac{\pi}{4} d^2 M L \quad \text{Watt}, \tag{1}$$

wo M die pro cm² der Düsenöffnung ausströmende Luftmasse in g/sec und L die Kompressionsarbeit pro g ausströmender Luft ist. Es ist

$$M = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{1}{k-1}} \sqrt{2 \frac{k}{k+1} \cdot \frac{p_2}{v_2}} \quad \text{g/sec}, \tag{2}$$

wo p_2 der absolute Druck im Behälter ausge-

[2]) K. O. KNESER, J. Acous. Soc. Am. 5 (1933), S. 122.

[3]) Siehe A. M. DAVIS, Modern Acoustics (London 1934).

drückt in dyn/cm², v_2 das Volumen eines Grammes Luft im Behälter in cm³ und k das Verhältnis der spezifischen Wärmen bei konstantem Druck und bei konstantem Volumen ist. Nimmt man an, daß die Lufttemperatur im Behälter 20° ist, und führt man statt p_2 aus Formel (2) den Überdruck p, gemessen in Atm. ein, und setzt $k = 1{,}41$, so kann man schreiben

$$M = 25{,}15\,(p+1) \quad \text{g/sec.} \tag{3}$$

Wieder ist die Arbeit, die nötig ist, um 1 g Luft vom Druck p_1 auf den Druck p_2 zu komprimieren, gegeben durch

$$L = \frac{k}{k-1}\, p_1 v_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} - 1\right] \quad \text{erg,} \tag{4}$$

wo v_1 das Volumen in cm³ von 1 g Luft bei dem Anfangsdruck p_1 (dyn/cm²) und der Anfangstemperatur T_1 (abs) ist. Nimmt man die Werte $p_1 = 1{,}0132 \cdot 10^6$ dyn/cm² (76 cm Hg), $v_1 = 8{,}30 \times 10^2$ cm³ an, und führt man den Überdruck p in Atm. gemessen ein, so kann man Formel (4) folgendermaßen schreiben

$$L = 289{,}5\,[(1+p)^{0{,}291} - 1] \quad \text{Watt/sec.} \tag{5}$$

Nun können wir den Wirkungsgrad $\eta = \frac{E_0}{E_e} \times 100\%$ als Funktion von p schreiben. Führen wir für E_0 die Formel (5) aus Paragraph 4 und für E_e Formel (1), in der M und L durch die Ausdrücke (3) und (5) ersetzt sind, ein, so erhalten wir

$$\eta = 5{,}46\,\frac{\sqrt{p-0.9}}{(1+p)\,[(1+p)^{0{,}291} - 1]} \tag{6}$$

(p Überdruck in Atm).

Aus (6) ist die Kurve in Abb. 17 gezeichnet. Man sieht, daß die Theorie ein Maximum von ungefähr 5,6% für $p = 1{,}5$ Atm. voraussagt. Indes erstreckt sich unser Ausdruck für E_0 (Formel (5) Paragraph (4)) nicht über das Gebiet so niedriger Werte des Überdrucks, in welchem die absolute Energieausstrahlung sehr klein ist. In Abb. 17 sind einige „beobachtete" Werte von η aufgetragen. Die den Punkten beigefügten Ziffern geben die Anzahl der Beobachtungen an, aus denen die Punkte (als Mittelwerte) gewonnen sind. Man sieht, daß die in Abb. 17 angegebenen Punkte recht nahe an der Kurve liegen, mit Ausnahme von einem oder zwei Punkten, die jedoch nur Einzelbeobachtungen darstellen.

In Tab. 1 findet man eine Anzahl von Werten des Wirkungsgrads unter η_0. Sie wurden direkt aus E_0 und E_e abgeleitet, wobei letztere Größen aus den Formeln (1), (3) und (5) berechnet, in Wirklichkeit aus Kurven, die M und L als Funktion von p darstellen, entnommen sind. Die Werte von E_e sind auch in der Tabelle aufgeführt. Bei ihrer Berechnung wurden Werte für die Düsenöffnungen benutzt, die durch besondere Ausflußversuche erhalten wurden.

6. Entwurf des akustischen Generators

Wir haben nun eine vollständige Reihe von Formeln zur Verfügung, die die Dimensionen und Betriebsgrößen mit den die Leistung des Generators charakterisierenden Eigenschaften in Verbindung setzen. Indem der Überdruck p in kg/cm² statt in Atm. gemessen wird, können diese Formeln in der folgenden Weise geschrieben werden:

I $\quad N_{max} = \frac{34000}{\lambda_0} = \frac{5860}{d}$ Hz $\quad (\lambda_0$ und d in cm).

II $\quad R = \frac{N_{max} - N_{min}}{N_{max}} \cdot 100 = 8{,}85\,(p - 0{,}93)\,\%$

III $\quad \frac{a_1}{d} = 1 + 0{,}040\,(p + 0{,}93).$

IV $\quad \frac{a_2 - a_1}{d} = 0{,}43\,\sqrt{p - 1{,}86}.$

V $\quad \frac{E_0}{d^2} = 295\,\sqrt{p - 0{,}93}\,\frac{\text{Watt}}{\text{cm}^2}.$

VI $\quad \frac{E_e}{d^2} = 5250\,(p + 1{,}033)\,[(p + 1{,}033)^{0{,}291} - 1{,}010]\,\frac{\text{Watt}}{\text{cm}^2}.$

VII $\quad \eta = \frac{E_0}{E_e} \cdot 100\,\%.$

VIII $\quad \frac{V}{d^2} = 0{,}852\,(p + 1{,}033)\,\frac{\text{m}^3}{\text{Min. cm}^2}.$

Zum Gebrauch für den praktischen Entwurf des akustischen Generators werden diese Formeln zweckmäßig durch eine Sammlung von Nomogrammen oder Doppelskalen ersetzt, Abb. 18. Beispielsweise wollen wir den Entwurf eines Generators für $N_{max} = 24000$ Hz und für $R = 20\%$ durchführen. Aus (I) entnehmen wir $d = 0{,}245$ oder praktisch 0,25 cm.

Aus (II) wird $p = 3{,}19$ kg/cm² oder rund 3,2 kg/cm² gefunden: Weiter aus (III) $\frac{a_1}{d} = 1{,}21$, $a_1 = 0{,}30$ cm, aus (IV) $\frac{a_2 - a_1}{d} = 0{,}50$, $a_2 - a_1 = 0{,}125$ cm, aus (V) $\frac{E_0}{d^2} = 445$, $E_0 = 27{,}8$ Watt, aus (VI) $\frac{E_c}{d^2} = 11\,500$, $E_c = 718$ Watt, aus (VII) $\eta = 3{,}9\%$ und aus (VIII) $\frac{V}{d^2} = 3{,}6 \frac{\text{m}^3}{\text{Min. cm}^2}$, $V = 0{,}225$ m³/min.

Die vorliegende Arbeit wurde mit Unterstützung des Carlsbergfondes, Rask-Örsted Fondes und Otto-Mönsted Fondes ausgeführt. Es ist uns eine angenehme Pflicht, auch an dieser Stelle unseren herzlichsten Dank dafür auszusprechen.

Schrifttum

1. „Om en ny Metode til Frembringelse af Lydsvingninger", Kgl. Danske Vidensk. Selsk. math.-fys. Medd. 1 (1919), S. 13.
2. „On a new Method for the Generation of Sound Waves", Physic. Rev. 20 (1922), S. 719.
3. „New Investigations on the Air-Jet Generator for Acoustic Waves", Kgl. Danske Vidensk. Selsk. math.-fys. Medd. 7 (1926), S. 6.
4. „A new Acoustic Generator: the Air-Jet Generator", J. Sci. Instrum. 4 (Januar 1927), Nr. 4.
5. „Modus operandi of the Air-Jet Pulsator", Kgl. Danske Vidensk. Selsk. math.-fys. Medd. 10 (1930), S. 4.
6. „Modus operandi of the Air-Jet Pulsator", Vorträge aus dem Gebiete der Aerodynamik und verwandter Gebiete (Aachen 1929).
7. „On the Production of acoustic Waves by Means of an Air-Jet of a Velocity exceeding that of Sound", Philos. Mag. 11 (1931), S. 926.
8. „La génératrice acoustique à jet d'air", J. Phys. série 7. 7 (1936), S. 49.
9. „The HARTMANN Acoustic Generator", Engng. Nov. 6 (1936), S. 491.
10. „Vibrations of a Liquid Membrane exposed to High-Frequency Sound-Waves", Philos. Mag. 22 (1936), S. 883.

(Eingegangen am 20. Dezember 1938.)

Inhomogenität von Magnetfeldern dynamischer Lautsprecher

Mitteilungen aus den Laboratorien der Telefunken G. m. b. H.

Von W. Reinhard

(Mit 5 Textabbildungen)

Die Feldstärke bei dynamischen Lautsprechern nimmt nach dem Rande des Magnetfeldes zu ab und wird dadurch zu einer Quelle nichtlinearer Verzerrungen. Durch ein einfaches Meßverfahren kann der Verlauf der auf eine Schwingspule wirkenden Kraft mit guter Genauigkeit ermittelt werden.

I. Einführung

Für eine unverzerrte Wiedergabe ist die Proportionalität der Kraft k und des Stromes i erforderlich.

$$k = B \cdot l \cdot i, \tag{1}$$

wobei B die Kraftflußdichte und l die von den Kraftlinien der Dichte B durchsetzte Leiterlänge ist. B und l oder das Produkt von beiden müßten also konstante, von der Auslenkung unabhängige Größen sein. In der Praxis ist das meistens nicht der Fall. In Abb. 1 wurde durch Magnetfeld, Luftspalt und Schwingspule ein radialer Schnitt gelegt. Für die Schwingspule ist die Kraftliniendichte B eine Funktion von a. Die auf die Spule wirkende Kraft muß in Abänderung der Formel (1) als Summe unendlich kleiner Größen $B_a \cdot dl \cdot i$ angesetzt werden, wobei B_a die Kraftflußdichte an der Stelle a des Luftspaltes ist.

$$k = \int^{l_1} B_a \cdot dl \cdot i = i \int^{l_1} B_a \cdot dl. \tag{2}$$

Die Integration erstreckt sich zunächst über die gesamte Drahtlänge l_1 der ruhenden Spule. Bei einer Auslenkung der Spule ändern sich die Grenzen des Integrals und es müssen auf die Auslenkung a bezogene neue Grenzen eingeführt werden. Es wird die auf die Einheit der Abszisse a entfallende Drahtlänge l mit α bezeichnet und α als konstant und von a unabhängig angesehen.

Die Mitte der Spule möge um a cm aus der Ruhelage ausgelenkt werden. Die halbe Spulenbreite sei a_1.

Es ist dann

$$l = a \cdot \alpha,$$

daraus:

$$dl = \alpha \cdot da.$$

Gleichung (2) lautet damit und den in a ausgedrückten Grenzen

$$k = i\,\alpha \cdot \int_{a-a_1}^{a+a_1} B_a \cdot da. \tag{3}$$

Die Abhängigkeit der Kraft von der Auslenkung a kommt in der Formel (3) zum Ausdruck. Im Grenzfall, z. B. wenn die Spule gänzlich aus dem Luftspalt entfernt wird, geht k gegen Null, da B_a gegen Null geht. Voraussetzung für eine verzerrungsfreie Übertragung ist aber die Unabhängigkeit des Integrals von der Auslenkung. Umgekehrt ist die Auswertung des Integrals als Funktion der Auslenkung für die Beurteilung der Verzerrungen erforderlich.

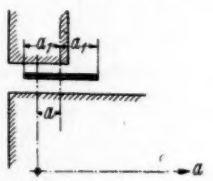


Abb. 1. Luftspalt und Schwingspule im Schnitt

II. Meßprinzip

In der Gleichung (3) kommt außer dem bekannten α und der Abszisse a die Kraftflußdichte als Funktion von a vor. Mittels eines einfachen Meßverfahrens kann der Verlauf der Kraftflußdichte längs a ermittelt werden:

In den zu untersuchenden Luftspalt taucht eine aus einer einzigen Windung dünnen Drahtes bestehende Spule. Die Lage der Spule im Luftspalt kann in Achsrichtung a meßbar verändert werden. Die Spule wird zusätzlich von einem Antriebssystem mit vernachlässigbar kleiner, konstanter Amplitude und etwa 1000 Perioden in Schwingung versetzt, die in der Spule induzierte Spannung gemessen und in Abhängigkeit von der Verschiebung a aufgetragen. Die induzierte Spannung ist proportional der Kraftflußdichte B_a, denn

$$u = B_a \cdot l_m \cdot v \cdot 10^{-8} \text{ Volt}$$

mit

$$v = \frac{d\,(A_m \cdot \sin \omega t)}{dt}$$

$$= A_m \cdot \omega \cdot \cos \omega t$$

ergibt sich

$$u = B_a \cdot l_m \cdot A_m \cdot \omega \cdot \cos \omega t \cdot 10^{-8},$$

$$u_{eff} = B_a \cdot l_m \cdot A_m \cdot \omega \frac{10^{-8}}{\sqrt{2}},$$

wobei

u = induzierte Spannung,
B_a = Kraftflußdichte an der Stelle a,
l_m = Windungslänge der Meßspule,
v = Geschwindigkeit der Meßspule,
A_m = Schwingungsamplitude der Meßspule,
ω = Kreisfrequenz der Schwingung.

Da Frequenz und Amplitude während der Messung konstant gehalten werden, ist

(4) $$B_a = \text{konst} \cdot u_{eff},$$

d. h. mit der Aufnahme der induzierten Spannung längs a ist auch der Verlauf der Kraftflußdichte gegeben.

In Abb. 2 ist:

(1) das Magnetfeld des Antriebsystems,
(2) die Schwingspule des Antriebsystems,
(3) die Spinne des Antriebsystems, bestehend aus einer harten Pertinaxscheibe,
(4) die mechanische Verbindung zwischen Antriebspule und Meßspule,
(5) eine Abschirmplatte, die elektromagnetische und elektrostatische Kopplung zwischen der Antrieb- und Meßspule verhindert,
(6) die Meßspule,
(7) das Magnetfeld, bei dem die Kraftflußdichte gemessen werden soll,
(8) ein Support, auf dem das Magnetfeld (7) befestigt ist und der die Verschiebung des Magnetfeldes (7) relativ zur Meßspule gestattet,
(9) eine zu (8) gehörige Verschiebespindel,
(10) eine Skala, die an der Verschiebespindel angebracht ist und die Größe der Verschiebung abzulesen gestattet,

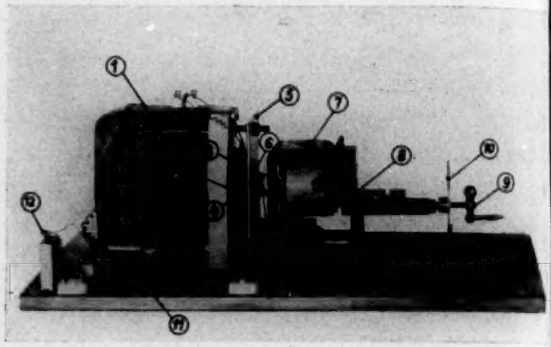


Abb. 2. Meßapparatur zur Aufnahme des Kraftflußdichtenverlaufs

(11) ein Übertrager zur Anpassung der Schwingspule des Antriebsystems an den Endverstärker,
(12) ein Kondensator zur Reinigung des Antriebstromes vom Netzbrumm des Endverstärkers.

Die Schaltung der gesamten Meßanordnung geht aus Abb. 3 hervor.

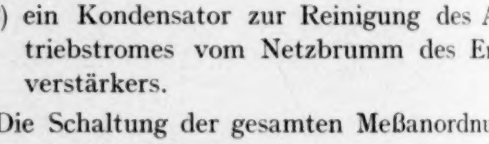


Abb. 3. Gesamte Meßanordnung

III. Auswertung der Meßergebnisse

Eine mit der Apparatur aufgenommene Kurve ist in Abb. 4 wiedergegeben. Die Ordinate stellt die Kraftflußdichte in einer willkürlichen Einheit dar, die Abszisse die Verschiebung der Meßspule aus der Mitte des Luftspaltes nach beiden Seiten in mm. Aus dieser Kurve läßt

sich die Abhängigkeit der Kraft k von der Auslenkung für das gemessene Magnetfeld und jede beliebige Spulenform- und Breite nach Gleichung (3) vorausberechnen.

Durch graphische Integration kann die zeitraubende Umformung der empirisch gefundenen Beziehung der Abb. 4 in einen analytischen Ausdruck vermieden werden. Weiterhin kann der konstante Faktor mit dem u_{eff} in Gleichung (4) multipliziert erscheint und dessen Größe unbekannt ist durch Verhältnisbildung ausgeschlossen werden. Denn es interessiert für die Beurteilung der Verzerrungseigenschaften nur das Verhältnis $\frac{k_a}{k_0}$, wobei k_0 die Kraft auf die Schwingspule in der Ruhelage der Schwingspule und k_a die Kraft bei der Auslenkung a ist. Mit Gleichung (3) und (4) ergibt sich:

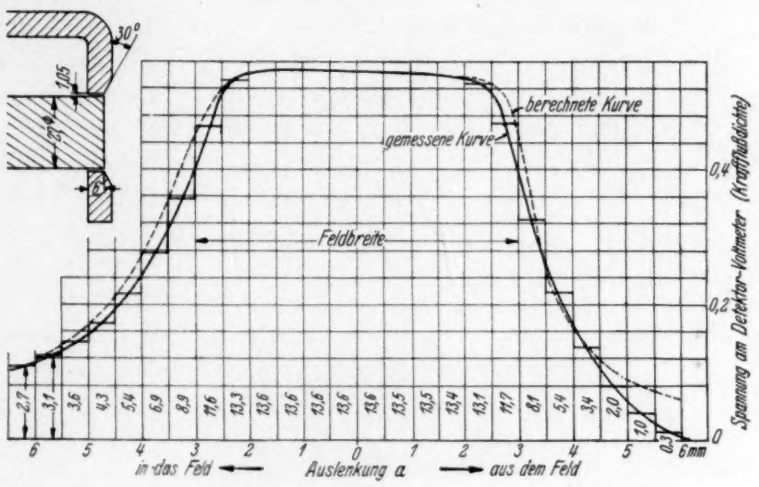


Abb. 4. Verteilung der Kraftflußdichte im Luftspalt

$$(5)\qquad \frac{k_a}{k_0}=\frac{i\,\alpha\int_{a-a_1}^{a+a_1}\text{konst.}\,u_{eff}\cdot da}{i\,\alpha\int_{-a_1}^{+a_1}\text{konst.}\,u_{eff}\cdot da}=\frac{\int_{a-a_1}^{a+a_1}u_{eff}\cdot da}{\int_{-a_1}^{+a_1}u_{eff}\cdot da}.$$

Das graphische Integrationsverfahren soll an einem Beispiel erläutert werden:

Gegeben sei:

Die Kurve $B_a = f$ (a) der Abb. 4 und die Schwingspulenbreite mit 6 mm ($a_1 = 3$ mm). Die Kurve wird durch eine Treppenlinie mit konstanter Treppenbreite (1 cm) ersetzt. Dann wird die Höhe jeder Treppenstufe in einer praktischen Maßeinheit (1 cm) ausgemessen. Eine dem Nenner von Gleichung (5) proportionale Größe entsteht durch Addition sämtlicher Maßzahlen zwischen $a = -3$ mm und $a = +3$ mm. Wenn M der Proportionalitätsfaktor sein soll, ist:

$$k_0 = M\cdot(11{,}6+13{,}3+13{,}6+13{,}6+13{,}6+13{,}6+13{,}6+13{,}5+13{,}5+13{,}4+13{,}1+11{,}7)=M\cdot 158{,}1.$$

Bei einer Auslenkung der Spule um 1 mm aus der Ruhelage nach der Außenseite des Feldes sind die Integrationsgrenzen zur Berechnung von k_a

$$a-a_1=+1-3=-2\text{ mm}$$
$$a+a_1=+1+3=+4\text{ mm}.$$

Für $a = 1$ ist

$$k_a = M\cdot(158{,}1-(11{,}6+13{,}3)+8{,}1+5{,}4)$$
$$= M\cdot 146{,}7\,.$$

$$\frac{k_a}{k_0}=\frac{M\cdot 146.7}{M\cdot 158{,}1}=0{,}928.$$

Die auf die Schwingspule wirkende Kraft nimmt bei einer Auslenkung um 1 mm also um $1-0{,}928=7{,}2\%$ ab. In gleicher Weise errechnen sich die Werte $\frac{k_a}{k_0}$ für $a = 2$ mm, 3 mm, —1 mm, —2 mm usw. In Abhängigkeit von der Auslenkung wurden diese Werte in Abb. 5 aufgetragen.

Der Verlauf der Kurve $\frac{k_a}{k_0}=f(a)$ ist außer von der Feldverteilung im Luftspalt von der Breite der Schwingspule abhängig. In Abb. 5 sind unter Voraussetzung der Feldverteilung nach Abb. 4 auf gleiche Weise berechnete $\frac{k_a}{k_0}$-Kurven für verschiedene Schwingspulenbreiten wiedergegeben. Es wurden 3 Fälle unterschieden:

1. Die Schwingspule ist breiter als die Polplatte des Magnetjoches.
2. Die Schwingspule ist ebenso breit wie die Polplatte.
3. Die Schwingspule ist schmäler als die Po platte.

Man erkennt aus dem Verlauf der Kurven, daß bei Amplituden bis zu ca. 2 mm die kleinsten Verzerrungen bei der gegen das Magnetfeld schmalen Spule auftreten. Indessen ist der Unterschied gegen die sehr breite Spule nur gering, und bei großen Amplituden ist die breite Spule überlegen. Diese hat weiterhin den Vorteil, daß wegen der kleineren erforderlichen Kraftlinienzahl das Magnetfeld wesentlich weniger Aufwand erfordert. Weitaus am schlechtesten verhält sich die Spule gleicher Breite. Bei ihr werden bei einer Auslenkung von beispielsweise 2 mm durch einen Ton in der Nähe der Eigenfrequenz der Membrane, gleichzeitig vor-

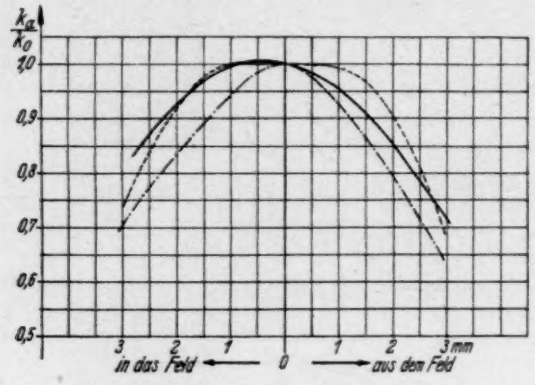


Abb. 5. $\frac{ka}{ko} = f(a)$ für verschiedene Schwingspulenbreiten

handene höhere Töne um 20% im Schalldruck geschwächt. Es tritt dadurch eine Modulation der höheren Töne auf, und bei der Wiedergabe tiefer Töne entstehen höhere Harmonische.

IV. Anhang:
Rechnerische Ermittlung der Beziehung $B_a = f(a)$

Die im Abschnitt II ermittelte und von der Konstruktion des Magnetfeldes abhängige Verteilung der Kraftflußdichte im Luftspalt kann näherungsweise auch berechnet werden. Eine ähnliche Aufgabe wurde von E. WEBER in „Funktionentheorie und ihre Anwendung in der Technik" (Rothe, Ollendorf, Pohlhausen, Verl. Springer, 2. Teil, C. Feldausbildung an Kanten) durchgerechnet. Es wird im einzelnen auf diese Arbeit verwiesen und im folgenden nur der etwas abweichende Rechnungsgang angegeben.

Die Berechnung der Kraftflußdichte erfolgt nach der Methode der konformen Abbildung. Ein parallelebenes Feld wird vorausgesetzt. Man vernachlässigt also die Krümmung des Luftspaltes, so daß die Begrenzungsflächen des Luftspaltes als ebene Flächen anzusehen sind. Da bei den üblichen Magnetfeldern für dynamische Lautsprecher der Durchmesser des Magnetkernes groß gegen die Luftspaltlänge ist (unter Luftspaltlänge soll die Dimension in Richtung der Kraftlinien verstanden werden), kann der durch die Vernachlässigung der Krümmung entstandene Fehler im Luftspalt und in dessen nächster Nähe als klein angenommen werden.

Zunächst soll die Kraftflußdichte in der Nähe der nach dem Feldinnern gelegenen Magnetkante berechnet werden. Durch die Achse des Magneten wird ein Schnitt gelegt. Die Schnittebene, z-Ebene genannt, wird als komplexe Zahlenebene aufgefaßt und jeder Punkt der Ebene durch $x + iy$ gekennzeichnet. Mittels der „SCHWARZschen" Formel wird jeder Punkt der z-Ebene, der zwischen den Begrenzungsflächen des Magneten liegt, in die obere Halbebene einer komplexen Hilfsebene, der t-Ebene konform, d. h. in kleinsten Teilen ähnlich und winkeltreu abgebildet. Die für dieses Beispiel ausgewertete „SCHWARZsche" Formel beschreibt diesen Zusammenhang. Sie lautet $z = \frac{2\Delta i}{\pi}\left(\sqrt{t-1} - \operatorname{arc\,tg}\sqrt{t-1}\right)$, wobei Δ die Luftspaltlänge ist.

Nunmehr wird ein Schnitt durch ein von 2 parallelen unendlich großen Platten begrenztes Magnetfeld in Richtung der Feldlinien gelegt. Die Schnittebene soll χ-Ebene genannt werden. Jeder Punkt zwischen den Platten mit dem bekannten komplexen Potential $\chi = \varphi + i\psi$ wird durch Anwendung der „SCHWARZschen" Formel gleichfalls in die obere Hälfte der vorhin genannten t-Ebene konform abgebildet. Die Beziehung, die den Zusammenhang zwischen dem Potential des homogenen Bezugs-

feldes und den Koordinaten der zugehörigen Punkte in der t-Ebene vermittelt, lautet

$$t = e^{\frac{\pi \cdot \varphi}{\varphi_0}} \left(\cos \frac{\varphi_2 - \varphi}{\varphi_0} + i \sin \pi \frac{\varphi_2 - \varphi}{\varphi_0} \right),$$

wobei

$$\varphi_0 = \varphi_2 - \varphi_1 \quad \text{ist.}$$

Aus der Zuordnung der Punkte der z-Ebene zu denen der t-Ebene einerseits und der Zuordnung des Potentials der χ-Ebene zu den Punkten der t-Ebene andererseits erhält man eine Zuordnung des bekannten Potentials der χ-Ebene zu den Punkten der z-Ebene. Aus der Potentialverteilung in der z-Ebene erhält man die gesuchte Feldverteilung. Es ist nämlich der Feldvektor die negative, konjugiert komplexe Größe zu dem Differentialquotienten $\frac{d\chi}{dz}$. Es ergibt sich das Verhältnis der Feldstärke auf der Oberfläche des Magnetkernes im Streubereich (v) zu der maximalen Feldstärke im Innern des Luftspaltes (v_∞) aus der Beziehung

$$\frac{v}{v_\infty} = \frac{1}{\sqrt{|t|+1}};$$

dabei ist t negativ reell.

Mittels dieser Beziehungen wurde der linke Ast der $B_a = f(a)$-Kurve der Abb. 4 nachgeprüft. Der Übersichtlichkeit wegen wurde dabei die Feldstärke an der Oberfläche des Magnetkernes gleich der Feldstärke in der Schwingspulenebene gesetzt. Der dadurch bedingte Fehler ist gering, da die Kraftlinien senkrecht aus dem Eisen treten und ihre Richtung nur ganz allmählich ändern. Die Beträge von Feldstärke und Kraftflußdichte B_a sind gleich, so daß die letzte Gleichung nunmehr lautet

$$\frac{B_a}{B_{a\,max}} = \frac{1}{\sqrt{|t|+1}}.$$

Die Auswertung der Gleichungen erfolgte für das in Abb. 4 gezeichnete Feld. Die Ergebnisse, in Abb. 4 eingetragen, lieferten den linken Ast der gestrichelten Kurve.

Nunmehr soll die Kraftliniendichte in der Nähe der nach dem Feldäußeren gelegenen Magnetkanten berechnet werden. Der Winkel von 30° an dem im Querschnitt in Abb. 4 dargestellten Magnetjoch wird vernachlässigt. Aus Symmetriegründen muß die Schwingspulenebene eine Potentialebene sein, deren Potential der Mittelwert zwischen den Potentialen der Kanten ist. Der Verlauf der Feldlinien muß daher für jede Hälfte der gleiche sein wie in dem vorhin behandelten Fall. In den Gleichungen ist die Luftspaltbreite Δ durch $\frac{\Delta}{2}$ zu ersetzen und die Potentialdifferenz zwischen Magnetkern und Magnetjoch φ_0 durch $\frac{\varphi_0}{2}$. Dann ist

$$z = \frac{\Delta \cdot i}{\pi} \left[i \left(\sqrt{|t|+1} - \frac{1}{2} \ln \frac{\sqrt{|t|+1}+1}{\sqrt{|t|+1}-1} \right) - \frac{\pi}{2} \right].$$

Die Auswertung lieferte in gleicher Weise wie oben den rechten Ast der gestrichelten Kurve in Abb. 4. Die geringen Unterschiede gegen die gemessene Kurve in der Nähe von $a = -3$ und $a = +3$ dürften auf eine unvermeidliche Verrundung der Kanten des Magneten, die Abweichung in größerem Abstand auf die Vernachlässigung der Krümmung des Luftspaltes zurückzuführen sein.

(Eingegangen am 2. Dezember 1938.)

PATENTSCHAU

Bearbeitet von Heinrich Kösters

105.

Deutsches Patent Nr. 669911, patentiert ab 19. 6. 1934, ausgegeben am 7. 1. 1939.

Julius Pintsch Kom.-Ges. in Berlin

Schallsender, bei dem ein beweglicher Leiter in einem von einem magnetischen Wechselfluß durchsetzten Luftspalt schwingt

Das Patent beschreibt einen Schallsender, bei dem die Umwandlung der elektrischen Energie in mechanische Energie mit sehr gutem Leistungsfaktor erfolgen soll und der besonders zur Erzeugung von Ultraschall geeignet ist. Seine Wirkungsweise ist am besten aus Abb. 1 zu ersehen. In dem Luftspalt 1 des Magneten 3 befindet sich eine Platte 2

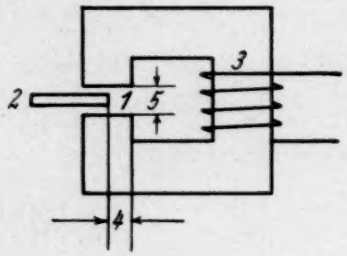
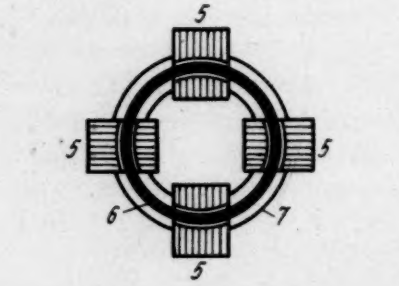


Abb. 1. Schematische Darstellung eines Schallsenders mit Kurzschlußanker



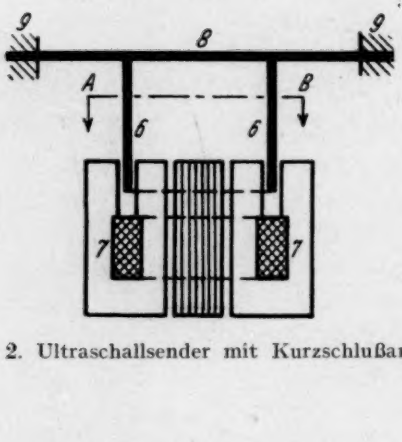


Abb. 2. Ultraschallsender mit Kurzschlußanker

aus einem elektrisch gut leitenden Material. Erregt man den Magneten mit einer Wechselspannung, so entstehen in der Platte Wirbelströme, deren Magnetfeld in Wechselwirkung mit dem Feld des Elektromagneten 3 auf die Platte eine Kraft ausübt (Kurzschlußanker), so daß sie in der Richtung der Strecke x bewegt wird.

Eine praktische Ausführungsform eines derartigen Senders ist in Abb. 2 in zwei zueinander senkrechten Schnitten dargestellt. An Stelle der in Abb. 1 benutzten Platte tritt ein zylindrischer Körper 6 aus elektrisch gut leitendem Material, der in die Luftspalte von vier lamelierten Hufeisenmagneten 5 eintaucht. Die Erregung der Hufeisenmagnete erfolgt durch die Ringspule 7. An seinem oberen Ende wird der Zylinder mit einer Membran 8 abgeschlossen.

106.

Deutsches Patent Nr. 670288, patentiert ab 29. 1. 1933, ausgegeben am 18. 1. 1939

Klangfilm G. m. b. H. in Berlin

Verfahren und Einrichtung zur Herstellung von Negativen für Bildtonfilm

Die Entwicklung des Filmbildes muß häufig den Belichtungsbedingungen angepaßt werden, während der Tonstreifen unabhängig davon gleichmäßig entwickelt wird. Nach dem Patent soll bei einer Veränderung der Objektivblende oder der Schlitzbreite des rotierenden Sektors selbsttätig auch die Belichtung des Tonstreifens so geändert werden, daß Bild und Ton auf einen Film aufgenommen und gemeinsam entwickelt werden können.

107.

Deutsches Patent Nr. 671207, patentiert ab 10. 11. 1933, ausgegeben am 2. 2. 1939

Telefunkengesellschaft für drahtlose Telegraphie, Dr. W. Runge

Durchlaßfilter mit veränderlicher Eigenfrequenz für schmale Frequenzbänder

Zur automatischen Nachstimmung eines Durchlaßfilters durch die Frequenz der einfallenden Wechselspannung soll die bei einer Verschiebung der Frequenz gegenüber der Resonanzfrequenz des Filters auftretende Phasenverschiebung benutzt werden.

108.

Deutsches Patent Nr. 671644, patentiert ab 17. 8. 1935, ausgegeben am 11. 2. 1939

Atlas-Werke Aktiengesellschaft in Bremen

Verfahren und Einrichtung zur Abstandsbestimmung nach der Echomethode

Bei den bekannten Echolotanlagen darf der zeitliche Abstand der Lotungen nicht kleiner sein, als die Laufzeit des Schallsignals zur reflektierenden Fläche und zurück, da sonst das Echo nicht eindeutig zugeordnet werden kann. Für die gebräuchlichen Einrichtungen zur Messung von Wassertiefen bis 750 m muß z. B. der Abstand der Lotungen mindestens eine Sekunde betragen. Lotungen im Abstand von einer Sekunde bieten aber unter Umständen keine genügende Sicherheit und sind auch zur Erzeugung eines Dauerausschlages an einem Meßinstrument nicht gut geeignet. Nach dem Patent sollen nun mehrere Resonanz-Sender und -Empfänger benutzt werden, die mit verschiedenen Frequenzen arbeiten, so daß sie sich nicht gegenseitig stören. Das Meßergebnis aller Sender wird auf ein gemeinsames Meßinstrument übertragen. Die Zeit zwischen den einzelnen Lotungen kann dann — je nach der Anzahl der benutzten Sender — kleiner als die Schallaufzeit sein.

109.

Deutsches Patent Nr. 671896, patentiert ab 16. 6. 1933, ausgegeben am 16. 2. 1939

Julius Pintsch Kom.-Ges. in Berlin

Elektrische Membranschallsenderanlage

Ein elektrischer Membranschallsender mit ausgeprägter Eigenresonanz soll durch einen Generator betrieben werden, dessen Frequenz sich selbsttätig periodisch ändert. Man erzielt so auf einfache Weise eine stark amplituden- und frequenzmodulierte Schwingung. Für das Ohr besonders wirksam soll die Verbindung eines derartigen pendelnden Generators mit mehreren Schallsendern sein, deren Resonanzfrequenzen innerhalb des Schwankungsbereiches der Generatorfrequenz etwas verschieden liegen.

SCHRIFTTUM

Sämtliche in diesem Heft besprochenen oder vom Verlag angezeigten Bücher sind in allen deutschen Buchhandlungen zu erhalten

I. E. R. Constable, **The Prevention of the Transmission of Sound along Water Pipes.** Proc. physic. Soc. 50 (1938), S. 360.

Zusammenhängende Wasserrohrsysteme sind hervorragend gute Schalleiter. Durch solche Rohrsysteme, die in Wohn- und Arbeitsgebäuden als Heizanlagen oder Wasserleitungen zu finden sind, gelangen störende Geräusche über die einzelnen Stockwerke hinweg oft bis in die entlegensten Räume. Die Quelle dieser Geräusche ist häufig die Heißwasserpumpe. Weiter ist das Zischen und Schlagen der Wasserhähne hier zu nennen.

Der Verfasser bespricht in seiner Arbeit eine Methode zur Herabminderung der Schallübertragung in Wasserrohren und gibt die Ergebnisse seiner experimentellen Untersuchungen an. Die Methode ist die, daß der Schallweg durch Einsetzen eines kurzen nachgiebigen Rohrstückes in die Wasserrohrleitung, möglichst dicht an der Schallquelle, unterbrochen wird. Wegen seiner großen Nachgiebigkeit wird als Einsatzmaterial Gummischlauch verwendet. Die experimentellen Untersuchungen zur Bestimmung der Wirkung derartiger Einsatzstücke wurden, um übersichtliche Verhältnisse zu erhalten, an einem Modellaufbau durchgeführt. Der Aufbau bestand aus zwei je etwa 1 m langen Eisenrohren, die durch den Probegummischlauch miteinander verbunden waren. Das Ganze wurde horizontal an elastischen Aufhängungen festgehalten. Eines der Rohre wurde an seinem freien Ende durch eine Reihe von Heultönen zwischen 50 und 10000 Hz erregt und die Schallverteilung längs beider Rohre an der Außenwand mit einem elektromagnetischen Empfänger gemessen.

Zur Auswertung der experimentellen Ergebnisse definiert der Verfasser als Dämpfung des Gummischlauches das Verhältnis der quadratischen Mittelwerte der Schallamplituden im ersten zum zweiten Eisenrohr. Die Dämpfung wird in db angegeben. Bei den Messungen wurde die Länge, die Wandstärke und der Querschnitt des Gummirohres variiert. Außerdem wurde die Wirkung eines reinen Gummischlauches und eines solchen mit Leinenversteifung untersucht. Bei einer Kontrollmessung längs eines durchgehenden Metallrohres zeigte sich keine Abnahme der Schallintensität.

Die Messungen lieferten folgende grundsätzliche Ergebnisse.

1. Für einen gegebenen Gummischlauch wächst die Dämpfung mit der Frequenz; oberhalb einiger